

PONTIFICIA UNIVERSIDAD CATÓLICA DEL PERÚ

FACULTAD DE CIENCIAS E INGENIERÍA



**Replicación y estudio de análisis fenomenológicos para
búsquedas de neutrinos pesados del modelo Type-I Seesaw
usando Madanalysis 5**

**TRABAJO DE INVESTIGACIÓN PARA LA OBTENCIÓN
DEL GRADO DE BACHILLER EN CIENCIAS CON
MENCION EN FÍSICA**

AUTOR

Danilo Zegarra Herrera

ASESOR

Joel Jones-Perez

Lima, 17 de enero del 2023

Resumen

El Modelo Estándar de las partículas elementales (SM) es una teoría unificada de las interacciones fuertes, débiles y electromagnéticas. A pesar de su gran éxito teórico y experimental, aún quedan muchas incógnitas que resolver. Una de estas es la masa de los neutrinos. En este modelo los neutrinos son partículas sin masa, no obstante, esta característica ha sido refutada por los experimentos de oscilaciones de neutrinos. El mecanismo *Seesaw* es una posible extensión que podría explicar esto. Para ello agrega neutrinos de mano derecha al SM que permiten generar tanto términos de masa de Dirac como de Majorana. Este modelo, adicionalmente, explica la supresión de la masa de los neutrinos del SM respecto a los demás fermiones. Esto motiva la búsqueda de neutrinos pesados en colisionadores tales como el LHC por medio de colisiones protón-protón. En este trabajo se utilizaron distintos programas de simulación para así obtener los datos necesarios para estudiar la fenomenología del modelo *Seesaw* en el LHC. El primer objetivo fue comparar los resultados obtenidos en este trabajo con los del paper [1]. Se obtuvo que los resultados del análisis están en el *ball park* en comparación a los de este. El segundo objetivo fue interpretar la señal observada proponiendo distintas hipótesis. Estas fueron corroboradas utilizando cortes en distintos observables tales como la separación angular, momentum transversal y pseudorapidity aplicados a distintas regiones de análisis características del modelo *Seesaw*. Esto permitirá testear más eficientemente las posibles señales que este modelo podría tener en el LHC.

Agradecimientos

Me gustaría agradecer al Dr. Joel Jones por el tiempo y esfuerzo dedicado a encaminar este trabajo. Este apoyo me ha permitido aprender y avanzar a lo largo de mi carrera, una gran motivación para seguir investigando.

También quiero agradecer a mi compañero y amigo Walter Rodríguez que desde el inicio me motivó a investigar en Física de Altas Energías y con el cual siempre nos hemos apoyado para avanzar a lo largo de la investigación.

También agradezco a todas las personas que conforman el grupo de altas energías de la PUCP los cuales siempre han estado abiertos a resolver mis dudas y brindado apoyo en cualquier circunstancia.

Además agradezco a mis padres por su apoyo incondicional a lo largo de mi carrera y por siempre estar presentes en las circunstancias difíciles y en los buenos momentos.

Por último, quería agradecer a María Paula, cuyo apoyo y cariño me han permitido salir adelante en los tiempos difíciles por la pandemia y me ha motivado a siempre dar lo mejor de mí.



Índice general

1. Introducción	1
2. Marco teórico	5
2.1. <i>Seesaw</i> 1 + 1	5
2.2. <i>Seesaw</i> 3 + 2	7
3. Procedimiento y región de análisis	13
3.1. El Gran Colisionador de Hadrones	13
3.2. Observables	15
3.3. Programas y paquetes para la simulación de eventos	18
3.4. Procedimiento para la generación de eventos	19
3.5. Región de Análisis	21
4. Resultados	25
4.1. Resultados obtenidos en el paper "Probing the Type I Seesaw Mechanism with Displaced Vertices at the LHC"[1]	25
4.2. Replicación de resultados	29
4.3. Análisis de los resultados	34
4.4. Comprobación de las hipótesis	39

5. Discusión y conclusiones	46
Bibliografía	49



Capítulo 1

Introducción

El Modelo Estándar de las Partículas Elementales (SM) logra describir el 5% de la composición del universo, quedando aún abiertas muchas incógnitas, en especial la posibilidad de una teoría unificadora de las fuerzas incluyendo a la gravedad. Por otro lado, los neutrinos, desde su descubrimiento teórico y experimental, han permitido abrir muchos horizontes insospechados por la física del mundo subatómico. Un claro ejemplo de esto fue el experimento de Wu en 1956 [2] que demostró la violación de paridad en interacciones débiles. Otro ejemplo son los experimentos de oscilaciones de neutrinos, una fuerte evidencia de Física más allá del Modelo Estándar (BSM) al revelar que estas partículas sí tienen masa.

El modelo *Seesaw* podría dar una explicación a la masa de estas partículas y lo hace añadiendo neutrinos de mano derecha ν_R al SM. Estos pueden generar tanto términos de masa de Majorana como de Dirac. Para generar este último es necesaria la ruptura de la simetría electrodébil, un procedimiento análogo al realizado para obtener los términos de masa de los quarks y leptones.

Uno de los problemas principales de la física de neutrinos está en el por qué sus masas tienen órdenes de magnitud menores respecto a los demás fermiones. El modelo *Seesaw* ofrece una posible explicación: tras la diagonalización de la matriz de masa se obtiene que la masa de los neutrinos del SM es inversamente proporcional a la masa de Majorana. De esta forma, cuanto mayor sea esta última, más suprimida será la masa de los anteriores [3]. Para probar este modelo hay que encontrar estos neutrinos pesados y un lugar para ello es en colisionadores protón-protón, como el Gran Colisionador de Hadrones (LHC).

En este contexto, se utilizarán programas capaces de simular la fenomenología de ese modelo. De esta forma será posible encontrar señales que puedan evaluar la existencia de neutrinos pesados en colisionadores como el LHC. Los datos serán analizados a dos niveles: Monte Carlo y reconstruido. El primero corresponde a los datos generados por simuladores de colisiones para el modelo (datos “reales”), mientras el segundo corresponde a los objetos reconstruidos luego de una simulación de un detector (lo que se observaría en un experimento).

El objetivo de este trabajo es obtener los histogramas y *cut-flows* asociados al canal de decaimiento de estos neutrinos a nivel Monte Carlo y reconstruido para así comparar e interpretar estos resultados con los obtenidos en el paper [1]. Lo novedoso de este trabajo se encuentra en que se utilizarán simuladores versátiles y capaces analizar la data a un nivel reconstruido, extendiendo el análisis realizado en el paper [1] donde no se contó con este modo de análisis.

Para cumplir con el objetivo de la comparación, primero se debe definir los

canales de decaimiento principales para el neutrino pesado. En este trabajo, el canal más probable fue el siguiente: $N \rightarrow \mu qq'$. Con esto, será posible delimitar la señal observable en el detector que representará a este decaimiento. A nivel Montecarlo (MC), los quarks de la desintegración llevan a una lluvia partónica y posterior hadronización, teniendo hadrones como partículas finales. Entre estas, las más frecuentes son los piones. A nivel reconstruido, esta lluvia de partículas se reconstruye como un jet. Posteriormente, se aplicarán cortes para así comparar estos resultados con los obtenidos en el paper [1]. Se pudo demostrar una correspondencia entre ambos cortes y esto sirvió como un *crosscheck* para análisis posteriores.

Por otro lado, otro objetivo fue el de interpretar los datos obtenidos. Para ello, primero se planteó de forma general lo que se esperaba obtener y después se reportaron los resultados. Debido a que lo esperado y lo obtenido no correspondía en todos los casos, se plantearon hipótesis para explicar estas diferencias. Dentro de las hipótesis comprobadas más importantes, se pudo demostrar que el fenómeno de *Initial State Radiation* (ISR) estaba añadiendo jets a las regiones de análisis. Esto se puede considerar como una fuente aleatoria de jets y se demostró gracias a una gran separación angular entre los jets y los muones, un claro indicio de ISR para el caso particular de esta fenomenología.

El informe está organizado de la siguiente manera: la sección 2 consiste en el marco teórico, en este se detalla el modelo Type-I Seesaw (que será denominado como modelo *Seesaw* por simplicidad) en el caso del modelo mínimo 3+2 y los procesos asociados a este. En la sección 3 se revisarán conceptos relevantes para colisionadores y más adelante el procedimiento, con énfasis en

la definición de los cortes y regiones de interés. En la sección 4 se mostrarán los histogramas, tablas y cut-flows que sirvieron para comprobar las hipótesis planteadas para la explicación de los datos obtenidos. En la quinta y última sección 5 se discutirá los resultados obtenidos y se concluirá.



Capítulo 2

Marco teórico

2.1. *Seesaw 1 + 1*

El modelo *Seesaw* [4–7] intenta dar explicación a la diferencia entre las masas de los neutrinos y los demás fermiones. Esto lo hace añadiendo cierto número de singletes fermiónicos con masa de Majorana que se acoplan tanto al Higgs como a los neutrinos del SM. Como primer acercamiento al modelo se introduce el caso más sencillo: el *Seesaw 1+1* donde se tiene un neutrino activo y se agrega un singlete ν_R . El acoplamiento de Yukawa de este modelo viene dado por:

$$\mathcal{L}_{\text{mass}} = f_\nu \bar{\nu}_R \phi l_L, \quad (2.1)$$

donde f_ν representa la constante de acoplamiento de Yukawa, el Higgs (ϕ) es un doblete $SU(2)$ conformado por campos escalares complejos:

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi_\alpha \\ \phi_\beta \end{pmatrix} = \sqrt{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix}$$

y l_L representa un doblete $SU(2)$ conformado por el neutrino activo ν_l y el respectivo leptón l con el mismo sabor:

$$l_L = \begin{pmatrix} l \\ \nu_l \end{pmatrix}$$

Por medio de la ruptura de la simetría quiral dando un valor de expectación en el vacío a ϕ es posible obtener un término de masa Dirac:

$$\mathcal{L}_{\text{mass}} = m \bar{\nu}_R \nu_L = f \bar{\nu}_R \nu_L \langle \phi^0 \rangle. \quad (2.2)$$

Por otro lado, debido a que ν_R satisface la condición de Majorana:

$$\nu_R^c = \nu_R, \quad (2.3)$$

es posible añadir un término de masa de Majorana:

$$\mathcal{L}' = \frac{M}{2} \bar{\nu}_R^c \nu_R + \text{h.c.} \quad (2.4)$$

De esta forma, los términos de masa de este primer ejemplo de *Seesaw* esta dado por la contribución de ambos:

$$\mathcal{L} = f \bar{\nu}_R \nu_L \langle \phi^0 \rangle + \frac{M}{2} \bar{\nu}_R^c \nu_R + \text{h.c.} \quad (2.5)$$

Diagonalizando la matriz de masa de este lagrangiano,

$$\mathcal{M} = \begin{pmatrix} 0 & m \\ m & M \end{pmatrix}, \quad (2.6)$$

donde $m = f\langle\phi^0\rangle$ se obtiene

$$m_{\nu_L} \simeq \frac{m^2}{M}, \quad (2.7)$$

para el límite en donde $M \gg \langle\phi^0\rangle$. Con esta expresión es posible explicar el por qué la masa de los neutrinos es tan pequeña, esta se ve suprimida por el término de Majorana M .

2.2. Seesaw 3 + 2

En este trabajo se analiza el *Type-I Seesaw* en el contexto del *modelo mínimo 3+2* el cual añade dos singletes al SM. El lagrangiano en su forma más general tiene la siguiente estructura [8]:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{SM} - \sum_{a,s_i} \bar{l}_L^a Y^{as_i} \tilde{\phi} \nu_R^{s_i} - \sum_{s_i,s_j} \frac{1}{2} \bar{\nu}_R^{s_i c} M_N^{s_i s_j} \nu_R^{s_j} + \text{h.c.}, \quad (2.8)$$

donde el índice a hace referencia los sabores activos: e, μ, τ y los índices $s_i, s_j = 1, 2$ a los dos neutrinos estériles añadidos. La matriz de Yukawa Y es 3×2 y M_N es una matriz simétrica de dos dimensiones. Después de una ruptura de la simetría electrodébil, la matriz de masa 5×5 del neutrino puede ser expresada como [9]:

$$\mathcal{M}_\nu = \begin{pmatrix} 0 & m_Y \\ m_Y^T & M_N \end{pmatrix}, \quad (2.9)$$

donde $M_N = \text{Diag}(M_1, M_2)$ y m_Y es una matriz 3×2 que está definida por

$(m_Y)_{\alpha i} = v(Y)_{\alpha i}/\sqrt{2}$, donde v es el valor de expectación del vacío. Existe una matriz U que puede diagonalizar la matriz de masa del neutrino tal que

$$\mathcal{M}_\nu = U^* \text{Diag}(0, m_2, m_3, M_1, M_2) U^\dagger, \quad (2.10)$$

con m_2, m_3, M_1, M_2 los autoestados de masa. Es posible parametrizar U en cuatro bloques [10] que representan las mezclas entre los componentes activos $a = (e, \mu, \tau)$ estériles $s = (s_1, s_2)$, ligeros $l = (1, 2, 3)$ y pesados $h = (1, 2)$:

$$U_{5 \times 5} = \begin{pmatrix} (U_{al})_{3 \times 3} & (U_{ah})_{3 \times 2} \\ (U_{sl})_{2 \times 3} & (U_{sh})_{2 \times 2} \end{pmatrix} \quad (2.11)$$

con

$$U_{al} = U_{PMNS} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & H \end{pmatrix}, \quad U_{ah} = iU_{PMNS} \begin{pmatrix} 0 \\ H m_l^{1/2} R^\dagger M_h^{-1/2} \end{pmatrix}, \quad (2.12)$$

$$U_{sl} = i \begin{pmatrix} 0 & \bar{H} M_h^{-1/2} R m_l^{1/2} \end{pmatrix}, \quad U_{sh} = \bar{H}.$$

donde:

$$H^{-2} = I + m_l^{1/2} R^\dagger M_h^{-1} R m_l^{1/2} \quad \bar{H}^{-2} = I + M_h^{-1/2} R m_l R^\dagger M_h^{-1/2}. \quad (2.13)$$

En la Ec. (2.12) se observa U_{PMNS} , una matriz unitaria 3×3 que corresponde a la matriz de mezcla de los neutrinos en el límite donde $H \rightarrow I$; la matriz diagonal $M_h = \text{Diag}(M_1, M_2)$ con términos mayormente estériles y

asumiendo que los neutrinos tengan una jerarquía normal (NH) se tiene que $m_l = \text{Diag}(m_2, m_3) = \text{Diag}\left(\sqrt{\Delta m_{sol}^2}, \sqrt{\Delta m_{atm}^2}\right)$ con términos mayormente activos. Por último, se tiene una matriz ortogonal compleja R que es parametrizada como

$$R = \begin{pmatrix} \cos(\theta_{45} + i\gamma_{45}) & \sin(\theta_{45} + i\gamma_{45}) \\ -\sin(\theta_{45} + i\gamma_{45}) & \cos(\theta_{45} + i\gamma_{45}) \end{pmatrix}. \quad (2.14)$$

Analizando los parámetros de R , observamos que en el caso particular que $|\gamma_{45}| \gtrsim 2 - 3$ la Ec. (2.14) puede ser expresada como:

$$R_{|\gamma_{45}| \gg 1} = \begin{pmatrix} 1 & \pm i \\ \mp i & 1 \end{pmatrix} \cosh \gamma_{45} e^{\mp i\theta_{45}}. \quad (2.15)$$

Debido a que nos interesan los términos $|U|^2$ entonces la fase global θ_{45} no influye en la fenomenología del modelo. De esta forma los parámetros importantes de este serán las dos masas de los neutrinos pesados M_1, M_2 y el ángulo γ_{45} [11]. En búsqueda de simplificar las expresiones para mezclas activo-pesadas, analizamos el caso particular donde $H \sim I$. Para la parametrización de U realizada anteriormente (NH) se tiene que [12]:

$$\begin{aligned} U_{\ell 4} &\equiv (U_{ah})_{\ell 1} = \pm Z_{\ell}^{\text{NH}} \sqrt{\frac{m_3}{M_1}} \cosh \gamma_{45} e^{\pm i\theta_{45}}, \\ U_{\ell 5} &\equiv (U_{ah})_{\ell 2} = i Z_{\ell}^{\text{NH}} \sqrt{\frac{m_3}{M_2}} \cosh \gamma_{45} e^{\pm i\theta_{45}} \end{aligned} \quad (2.16)$$

donde:

$$Z_\ell^{\text{NH}} = (U_{\text{PMNS}})_{\ell 3} \pm i \sqrt{\frac{m_2}{m_3}} (U_{\text{PMNS}})_{\ell 2}. \quad (2.17)$$

Adicionalmente hasta correcciones del orden $\mathcal{O}(m_3/M_j)$ se obtiene una relación entre las matrices de masa de Dirac asociado con los términos de Yukawa:

$$\begin{aligned} (m_D)_{\ell 1} &= \pm \left(Z_\ell^{\text{NH}} \right)^* \sqrt{m_3 M_1} \cosh \gamma_{45} e^{\mp i \theta_{45}} \\ (m_D)_{\ell 2} &= -i \left(Z_\ell^{\text{NH}} \right)^* \sqrt{m_3 M_2} \cosh \gamma_{45} e^{\mp i \theta_{45}} \end{aligned} \quad (2.18)$$

En la Ec. (2.18) se observa que el término γ_{45} genera un *enhancement* exponencial para los términos de Dirac (esto no ocurre en otros modelos *Seesaw* como el presentado anteriormente en donde $m_D \sim \sqrt{m_i M_j}$). Este mismo *enhancement* sucede en la Ec. (2.16) con las mezclas activo-pesadas. En caso se cumpla que $M_N < m_h$, donde m_h es la masa del Higgs y M_N del neutrino pesado y considerando lo mencionado anteriormente el *branching ratio* (BR) de $h \rightarrow nN$ será el menos suprimido respecto a los BR de $h \rightarrow nn$ y $h \rightarrow NN$ [13]. El BR correspondiente al proceso $h \rightarrow n_i N_j$ está dado por [1]:

$$BR(h \rightarrow n_i N_j) = \frac{\Gamma(h \rightarrow n_i N_j)}{\Gamma_{\text{SM}} + \sum_{i,j} \Gamma(h \rightarrow n_i N_j)}, \quad (2.19)$$

con

$$\Gamma(h \rightarrow n_i N_j) = \frac{g^2}{32\pi} \frac{M_j^2}{m_W^2} m_h \left(1 - y_j^2\right)^2 |C_{ij}|^2 \quad (2.20)$$

donde m_W es la masa del bosón W e $y_j = M_j/m_h$. Para NH se tiene que:

$$C_{lh} = i \begin{pmatrix} 0 \\ H^2 m_\ell^{1/2} R^\dagger M_h^{-1/2} \end{pmatrix}. \quad (2.21)$$

Los neutrinos pesados no son estables y pueden decaer por medio de corrientes débiles o neutras ofreciendo canales observables en el LHC, por ejemplo, vía vértices desplazados [1, 7, 14]. Uno de los canales importantes de desintegración de esta partícula es $N \rightarrow lqq'$ el cual será analizado en el presente trabajo. La pregunta relevante es cuál de los sabores (e , μ , o τ) será el más probable en este proceso. Considerando la Ec. (2.16) los acoplamientos con electrones son suprimidos por el término $(U_{\text{PMNS}})_{e3}$ que es proporcional a θ_{13} . Esto no sucede para los muones y taus, indicando que interacciones con estos sean más probables [10].

En este informe se considera como el canal más probable aquel que involucre muones ($N \rightarrow \mu qq'$) que viene dado por el diagrama 1:

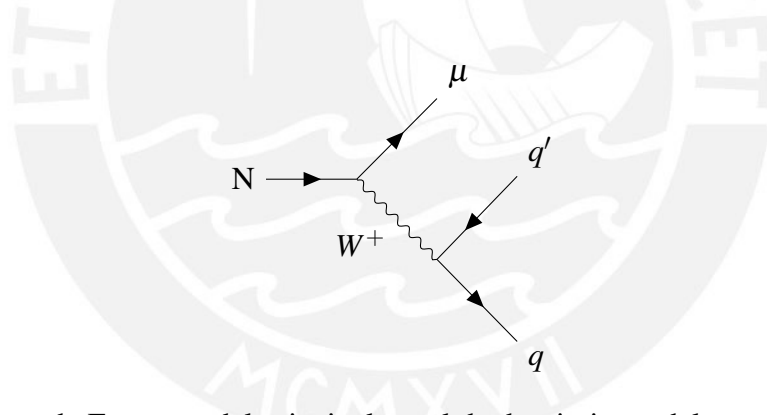


Figura 1: Diagrama de Feynman del principal canal de decaimiento del neutrino pesado analizado $N \rightarrow \mu qq'$.

También se consideran otros procesos menos probables, pero importantes para el análisis. Uno de estos es el decaimiento $N \rightarrow eqq'$ que viene dado por el diagrama 2.

Los diagramas 1 y 2 pueden ser ligeramente modificados para obtener el caso antimuón y positrón respectivamente. Para ello solo es necesario cambiar el bosón W^+ por W^- .

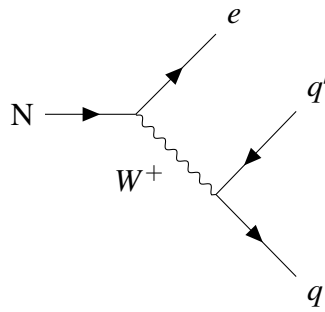


Figura 2: Diagrama de Feynman del canal de decaimiento del neutrino pesado $N \rightarrow eqq'$.

Por otro lado, también se analizarán las desintegraciones que no involucren quarks. Estas vienen dadas por $N \rightarrow \nu_l l^+ l^-$ donde l representa a un electrón o un muón y se muestra en el diagrama 3. Este diagrama contempla cuatro posibles casos: $N \rightarrow \nu_e e^+ e^-$, $N \rightarrow \nu_\mu \mu^+ \mu^-$, $N \rightarrow \nu_e e^+ \mu^-$ y $N \rightarrow \nu_\mu e^- \mu^+$.

En todos estos diagramas no se está considerando la partícula τ debido a que, en los detectores del LHC, estas partículas decaen en intervalos muy cortos y por lo tanto son detectados como jets.

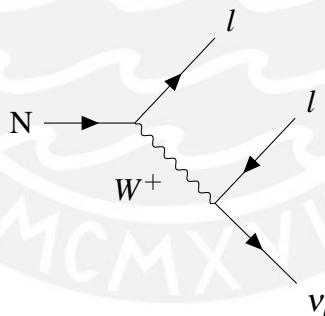


Figura 3: Diagrama de Feynman del canal de decaimiento del neutrino pesado $N \rightarrow \nu_l l^+ l^-$.

Capítulo 3

Procedimiento y región de análisis

3.1. El Gran Colisionador de Hadrones

El Gran Colisionador de Hadrones (LHC) es un acelerador y colisionador de hadrones. Está compuesto de dos anillos que albergan imanes superconductores instalados en un túnel de 26.7 kilómetros de circunferencia y fue construido entre 1984 y 1989 [15].

Su principal objetivo fue descubrir el bosón de Higgs, una partícula que permite explicar la masa del bosón W y el Z a través de la ruptura de simetría electrodébil. El descubrimiento fue anunciado en el 2012 en colisiones de protón-protón (pp) a una energía de centro de masa $\sqrt{s} = 7$ y 8 TeV con una significancia 5.0σ para una masa cercana a los 125 GeV [16, 17]. Adicionalmente este colisionador también busca señales de modelos BSM, analizando modelos de supersimetría y posibles candidatos a materia oscura.

Un detalle importante es cómo este colisionador logra detectar al Higgs. El canal principal para la producción de este es a través de por *gluon fusion* mediado

por un *loop* de tops. Se estima que la sección de choque de este proceso se encuentre en el orden de 1 pb. Esto implica colisionar 10^9 protones para producir un Higgs. Si consideramos el modo de decaimiento $h \rightarrow \gamma\gamma$ y las eficiencias del detector, se necesitarían 10^9 colisiones por segundo (1 GHz) para observar 100 Higgs en un año [18].

¿Cómo el LHC consigue obtener una frecuencia cercana al valor de 1 GHz de colisiones por segundo? Un valor muy útil para entender cómo lo logra es la luminosidad instantánea que en LHC es $\mathcal{L} = 10 \frac{\text{Hz}}{\text{nb}}$ [19]. Multiplicando esta por la sección inclusiva de choque de pp que es aproximadamente 1mb se obtiene $\mathcal{L}\sigma = (10 \frac{\text{Hz}}{\text{nb}})(1\text{mb}) = 10^8 \text{Hz} = 0,1\text{GHz}$ [18]. Como se observa, esto permitiría detectar al Higgs al estar en el *ball park* del valor solicitado que era 1 GHz. Para señales BSM, que tendrían una menor sección de choque de producción, sería necesario aumentar esta luminosidad.

Los principales detectores del LHC son ALICE, LHCb, ATLAS y CMS. Los dos últimos están diseñados por cuatro partes: el detector interno que se encuentra cerca del *beam line* y se encarga de medir las trazas de las partículas cargadas; el calorímetro electromagnético que mide principalmente las energías de los electrones y fotones; el calorímetro hadrónico que mide la energía de los protones y neutrones y por último el detector de muones.

Debido a que el LHC genera cantidades enormes de información por segundo es imposible almacenarla toda, la electrónica de las computadoras actuales no lo permiten. Es por ello que es necesario un filtro que elimine la información irrelevante para que aquella de interés pueda ser procesada. Esto se conoce como *trigger* y hay a dos niveles: el primer nivel asociado al hardware y el segundo a

nivel de software.

3.2. Observables

Las colisiones entre protón-protón en el LHC se dan a un nivel partónico. A lo largo del eje de la colisión entre dos partones (que denotaremos como eje z), no necesariamente el momentum total es cero, como sí ocurre a nivel protón-protón (estos colisionan con momentum netos opuestos).

Esto se debe a que los partones tendrán una fracción del momentum del protón al cual pertenecen. Esta fracción no necesariamente es la misma para los partones que colisionan.

Debido a esta pérdida de información en el momentum transversal longitudinal (eje z), es preferible trabajar con variables transversales. En el caso del momentum transversal, este siempre se mantendrá en cero tanto a nivel partónico como a nivel protón-protón. Por ello, es posible aplicar conservación del momentum transversal, pero en el caso longitudinal no debido a esta falta de información inicial.

Por todo lo mencionado anteriormente, es conveniente trabajar con cantidades invariantes a lo largo del eje z . De esta forma, será más sencillo pasar de un sistema a otro sin el problema de pérdida de información del momentum longitudinal inicial (por ejemplo, del sistema centro de masa a nivel partónico y laboratorio).

Dado un cuadrimento cualquiera $p^\mu = (E, p_x, p_y, p_z)$ una cantidad invariante longitudinalmente (*boost invariant*) es el momentum transversal, definido en

su forma vectorial y escalar por:

$$\vec{P}_T \equiv (p_x, p_y), \quad P_T \equiv |P_T|. \quad (3.1)$$

Otra construcción *boost invariant* es el ángulo azimutal ϕ que viene dada por:

$$\phi \equiv \tan^{-1} \frac{p_x}{p_y} \quad (3.2)$$

Por otro lado, el observable *rapidity* (y):

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right), \quad (3.3)$$

permite generar otra cantidad *boost invariant*. Esto es posible si es que tenemos dos partículas con momentum q_1 y q_2 , entonces la diferencia entre y_1 con y_2 que equivale a Δy es *boost invariant*.

Para generar una intuición del *rapidity*, es necesario considerar el caso límite para una partícula sin masa ($m = 0$) y un ángulo θ tal que $\cos \theta = \frac{p_z}{|\vec{p}|} = \frac{p_z}{E}$. Este ángulo es el que se forma entre el eje longitudinal o *beam line* (eje z) con el eje transversal. En este escenario es posible definir el observable *pseudorapidity* η que conecta el observable *rapidity* con este ángulo:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1 + \cos(\theta)}{1 - \cos(\theta)} \right) = \frac{1}{2} \ln \left(2 \frac{\cos^2(\frac{\theta}{2})}{\sin^2(\frac{\theta}{2})} \right) = \ln \cot \frac{\theta}{2} = \eta. \quad (3.4)$$

Remplazando valores se observa que para $|\eta| > 5$ prácticamente la partícula estaría en el *beam line*, tanto el detector ATLAS como el CMS no podrían detectarlo.

Por último es posible definir otra variable *boost invariant* que representa la separación angular entre dos partículas (ΔR) y está definida como:

$$\Delta R = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2}. \quad (3.5)$$

Con estas definiciones previas, es posible obtener observables útiles a la hora de la detección. Uno de estos es el vector de dos dimensiones *missing transverse momentum*:

$$\vec{P}_T \equiv - \sum_i \vec{P}_T, \quad (3.6)$$

donde el índice i hace referencia a todas las partículas detectables directamente por el detector.

Otro observable importante el escalar asociado al momentum mencionado anteriormente el cual se denomina como *missing transverse energy* (MET):

$$E_T \equiv |\vec{P}_T|. \quad (3.7)$$

MET es un observable útil ya que permite obtener información de partículas que en los detectores usuales no producen ninguna señal de respuesta en ninguno de sus elementos [20]. En este trabajo, se utiliza principalmente para medir el momentum transversal de los neutrinos, los cuales al no tener masa e interactuar sólo mediante la fuerza electrodébil no generan una señal que permita medir el momentum transversal directamente.

Por último, otro observable utilizado será la masa efectiva (M_{eff}) el cual se

define como:

$$M_{eff} \equiv \sum_i |\vec{P}_T| + E_T, \quad (3.8)$$

donde i hace referencia a todas las partículas detectables directamente por el detector. Este observable se puede interpretar de la siguiente forma: consideremos el caso que una partícula originada tras la colisión pp esté en reposo y que luego decae. Reconstruir su masa es posible mediante la relación mostrada en la ecuación (3.8) si todos los productos de la desintegración tienen su momentum enteramente en el plano transversal. En el caso que esta partícula esté *boosteada* longitudinalmente, esta relación no se cumplirá de forma exacta. En este trabajo este observable será útil para delimitar qué tan *boosteado* está el Higgs.

3.3. Programas y paquetes para la simulación de eventos

En esta sección detallaremos de forma general los principales programas utilizados en este trabajo. El programa SPheno [21] toma los parámetros de un modelo y calcula las matrices de masa y anchuras de desintegración. La salida de este programa es importante para así poner a prueba modelos BSM tales como el modelo *Seesaw*.

El programa MadGraph 5 aMC@NLO [22] permite la simulación de eventos producidos en colisionadores de altas energías usando modelos teóricos como el SM o el *Seesaw*. Para ello utiliza una lista de parámetros (*parameter cards*) los cuales cargan toda la información necesaria para poner a prueba un modelo. Tanto la simulación del *parton shower* y la hadronización de los eventos que

genera MadGraph 5 están implementadas en Pythia 8 [23].

Aparte de la hadronización mencionada anteriormente, también es necesario aplicar una “reconstrucción” de estos hadrones como jets. Esta reconstrucción es realizada por el paquete Fastjet [24]. El programa DELPHES 3 [25] será utilizado para la reconstrucción de todas las partículas de los eventos en todos los elementos del detector.

Con el programa MadAnalysis 5 [26] se pueden analizar los eventos generados imponiendo cortes experimentales realistas. De este modo es posible explorar si una propuesta teórica hipotética tendría resultados observables en los colisionadores reales.

Este software permite dos niveles de análisis: a nivel Monte Carlo y a nivel Reconstruido. El primero implica trabajar con la data “real” de la simulación y es generada por los programas Madgraph 5 y Pythia. Aquella data contiene la información del evento generado proveniente de los parámetros insertados en el generador. El nivel reconstruido nos brinda la información que generan los simuladores de detectores y esta es generada por Fastjet y Delphes.

3.4. Procedimiento para la generación de eventos

Para generar los eventos y los cortes fue necesario utilizar distintos programas. SARAH es uno de estos y está implementado en Mathematica [27]. Como input este necesita de los parámetros del lagrangiano del modelo a estudiar y como output devuelve dos archivos: el primero un archivo .UFO el cual permite definir el modelo en Madgraph y el segundo es un módulo para compilar junto con

SPheno [21].

El lagrangiano está definido en términos de parámetros, pero los cálculos se realizan en términos de masas, acoplamientos y mezclas que permiten obtener BR y anchuras. Estos cálculos son realizados por SPheno generando un archivo .SPheno el cual es equivalente a los *parameter cards* de Madgraph. En este trabajo, seguimos este procedimiento para así ingresar toda la información útil del modelo visto en la sección 2.2 en Madgraph.

Previo a la generación de eventos es necesario fijar los valores de los parámetros M_1, M_2 y γ_{45} . Para ello se consideran los siguientes *constraints*: *neutrino-less double beta decay* ($0\nu\beta\beta$) [11], violación del número leptónico (LFV) [28] y observaciones directas [29]. El primero impone que la masa de los dos neutrinos pesados deben ser similar para así no violar la conservación del número leptónico y tampoco tener problemas con las correcciones cuánticas de los neutrinos ligeros. El segundo, gracias a los experimentos de conversión $\mu - e$ en el núcleo impone un límite superior a los valores de $\gamma_{45} < 8$ [1]. En particular en este trabajo se considera que $M_1 = M_2 = 15$ GeV y $\gamma_{45} = 8$.

Considerando 10 000 eventos analizamos el proceso $pp \rightarrow h \rightarrow nN$. El primero es $pp \rightarrow h$ y forzamos a que se dé por medio de *gluon fusion*. La ventaja de este proceso se encuentra en que tiene la mayor sección de choque de producción para el Higgs [30].

Más adelante, se modeló el decaimiento del Higgs a un neutrino pesado y uno activo. Después, permitimos que el neutrino pesado decaiga en todas las posibilidades permitidas por sus BR. Esto se realizó mediante Pythia, dando la data a un nivel Monte Carlo (MC) considerando el *parton shower* y la hadronización

de las partículas generadas. Se espera que la desintegración más frecuente sea $N \rightarrow \mu qq'$ acorde con lo mencionado en la sección 2.2.

El siguiente paso fue procesar la data a nivel reconstruido utilizando el programa DELPHES 3 [25] y para la reconstrucción de los jets se utilizó FastJet [24]. Estos consideran cortes por *default* para hacer más realista la simulación del detector, por ejemplo $|\eta| < 5$ y que el momento transversal de los jets cumpla con $p_{tj} > 10$ GeV.

Finalmente se implementan los cortes y regiones vía MadAnalysis y finalmente son graficados por ROOT [31].

3.5. Región de Análisis

En esta sección se discutirá a rasgos generales la región de análisis (SR) a la cual se hará referencia en la sección 4.3 en la tabla 4.4. Esto fue implementado en MadAnalysis 5 en modo experto el cual está en el lenguaje de programación C++. El objetivo principal de definir estas regiones es permitir que el análisis de la data sea lo más realista posible para así obtener eficiencias similares a las esperadas en los detectores del LHC. Lo primero que se aplicó fue el trigger, el cual exige que el momentum transversal de al menos un leptón p_{l_t} sea mayor a 27 GeV. Como fue mencionado anteriormente, un trigger es la característica que debe satisfacer el evento para ser guardado en la memoria.

Después, considerando $p_T^{leading}$ y $p_T^{sub-lead}$ como los momentum transversales de la partícula más energética y la segunda más energética, aplicamos los cortes para definir nuestra región de análisis (tabla 3.1). Un corte es un requisito que

debe satisfacer un objeto del evento para ser considerado en el análisis.

Con estas definiciones previas, es posible limitar la región de análisis (SR) a la

Cuadro 3.1: Tabla que muestra las condiciones para electrones y muones(subíndice l) y jets (subíndice j)

Selecciones para <i>gluon fusion</i>
$p_{Tl}^{leading} > 27 \text{ GeV}$
$p_{Tl}^{sub-lead} > 10 \text{ GeV}$
$p_{Tj} > 20 \text{ GeV}$

cual se hará referencia en la sección de resultados 4.3:

Trigger

- Momentum transversal de al menos un leptón p_{lT} mayor a 27 GeV (caso contrario el evento es eliminado) (primera fila tabla 3.1).

Se considera que hay un muón si se cumple alguno de los siguientes casos:

- El evento tiene un solo muón y este tenga $p_{\mu T}$ mayor a 27 GeV .
- Si es que hay más de dos, entonces el segundo más energético tiene $p_{\mu T}$ menor a 10 GeV y el primero $p_{\mu T}$ mayor a 27 GeV.
- Si es que hay un muón y electrones, entonces el electrón más energético tiene p_{eT} menor a 10 GeV y el muón $p_{\mu T}$ mayor a 27 GeV.

Esto está expresado en el cumplimiento de la condición primera fila de la tabla 3.1 más no de la segunda.

Se considera que hay dos muones o más (primera y segunda fila de la tabla 3.1) si se cumple:

- Hay dos muones o más y el segundo tiene $p_{\mu T}$ mayor a 10 GeV y el primero tiene $p_{\mu T}$ mayor a 27 GeV.

Esto está expresado en el cumplimiento de las condiciones impuestas por las primeras dos filas de la tabla 3.1.

Estos dos últimos casos son aplicados en paralelo para el caso de un electrón y dos electrones correspondientemente.

Se considera que hay un muón y un electrón si se cumple:

- El evento tiene un electrón y un muón si p_{eT} es mayor a 27 GeV y $p_{\mu T}$ es mayor a 10 GeV.
- El evento tiene un electrón y un muón si p_{eT} es mayor a 10 GeV y $p_{\mu T}$ es mayor a 27 GeV.
- Si ambos leptones tienen p_T mayor a 27 GeV .

Esto está expresado en el cumplimiento de las condiciones impuestas por las primeras dos filas de la tabla 3.1 al igual que el anterior caso.

Se considera que hay un jet si se cumple:

- El evento tiene un jet con p_{jT} mayor a 20 GeV.

En este último caso no es necesario definir el jet *leading* y *subleading* ya que cualquiera de estos debe cumplir con la condición si quiere ser considerado en el análisis. Por ejemplo, si hay dos jets y el primero tiene momentum mayor a 20 GeV y el segundo también, entonces se tendrán dos jets. Si el segundo tiene

momentum menor a 20 GeV y el primero mayor, entonces hay un jet. Este caso está expresado en el cumplimiento de la condición de la tercera fila de la tabla 3.1.



Capítulo 4

Resultados

4.1. Resultados obtenidos en el paper "Probing the Type I Seesaw Mechanism with Displaced Vertices at the LHC"[1]

Previo al análisis de los resultados obtenidos en este trabajo, se explicarán los resultados del paper [1]. Para los cálculos de las secciones de choque del proceso $gg \rightarrow h \rightarrow n_i N_j \rightarrow n \mu q q'$ en el paper [1] se utilizaron librerías de integración tales como la subrutina Vegas de la librería CUBA [32] y los códigos SusHi [33, 34] y MoRe-SusHi [35, 36]. Estos fueron usados para simular la producción del Higgs, en particular, para obtener la distribución del momentum transversal de este p_t . En este trabajo se realizaron todos estos cálculos con los programas SPheno, Madgraph5, Pythia y Delphes explicados en la sección 3.3. Estos permitieron obtener los datos a un nivel reconstruido, una extensión del análisis realizado en el paper [1] y siendo esta la principal diferencia.

Nos centraremos en explicar la sección 4.2 del paper [1], que trata sobre los impactos de los cortes cinemáticos en el proceso $gg \rightarrow h \rightarrow n_i N_j \rightarrow n \mu q q'$. Estos cortes ofrecen una aproximación realista a las señales observables en futuros

experimentos que busquen probar el modelo *Seesaw*.

El objetivo principal de la sección 4.2 del paper [1] fue graficar los ratios de los eventos que sobreviven a cada uno de los cortes. De esta forma, se tiene una noción general de que tan restrictivos o no son estos cortes. Para entender el impacto de los cortes sobre las masas de los neutrinos pesados en el paper [1] se consideraron dos valores límite $M_j = 3$ y 15 GeV. En este se demostró que las distribuciones no cambiaron significativamente respecto a los cortes aplicados para estos dos casos extremos en las masas. Esto se puede observar en las gráficas con los ratios de los distintos cortes aplicados (4, 5 y 6) extraídas del paper [1].

La primera restricción a considerar fue el corte el momentum transversal del muón, $p_{\mu_T}^{\text{cut}}$ el cual se encuentra ilustrado en la gráfica 4 para distintos valores. El corte en el momentum transversal del muón es importante porque tanto para el LHC Run 1 como el LHC Run 2 se espera que varíe entre los 20 y 30 GeV. Este es un hecho relevante a considerar para hacer el análisis más realista. Estos valores en los cortes (20 y 30 GeV) reducen la cantidad de eventos al 40% y 20% respectivamente. Esto también puede ser observado en la figura 4.

En este trabajo utilizaremos el valor de referencia del corte en 30 GeV el cual corresponde con un ratio de 0.3 que etiquetaremos como R_1 (ver primera fila tabla 4.1).

El segundo corte importante se aplica en el observable *missing transverse energy*, $E'_T = |\vec{p}_{\nu_T}|$ que se muestra en la figura 5. Como se observa, para cortes impues-

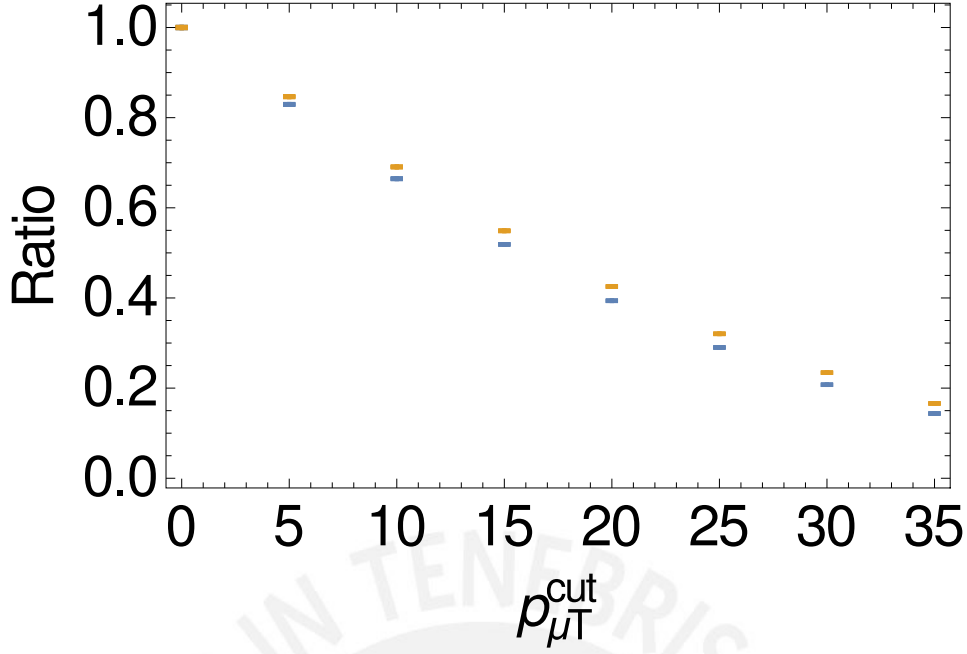


Figura 4: Ratio entre el número de eventos con y sin corte para el momento transversal del muón para el canal $h \rightarrow nN \rightarrow \mu q q' n$. Los puntos azules representan $M_i = 3$ GeV y los naranjas 15 GeV. Imagen extraída del paper [1].

tos en E_T hasta 40 GeV la cantidad de eventos se reduce solo a un 80% de la cantidad inicial de eventos. Después de este valor, el ratio cae significativamente hasta llegar a un valor de 20% para un corte mayor a 70 GeV.

En nuestro análisis utilizaremos como valores de referencia los corte aplicados en 40 y 70 GeV los cuales corresponde con un ratio de 0.8 y 0.2 respectivamente y los etiquetaremos como R_2 y R_3 (ver segunda y tercera fila tabla 4.1).

El último corte de interés se aplica en el observable masa efectiva, M_{eff} que se muestra en la figura 6. En este caso el observable M_{eff} se define como $M_{eff} = |\vec{p}_{\mu T}| + |\vec{p}_{qT}| + |\vec{p}_{q'T}| + E_T$. Es posible imponer un corte tan grande como 95 GeV sin reducir la cantidad de eventos en menos de un 80%.

Utilizaremos el valor de referencia del corte en 95 GeV el cual corresponde con un ratio de 0.8 que etiquetaremos como R_4 (ver cuarta fila tabla 4.1).

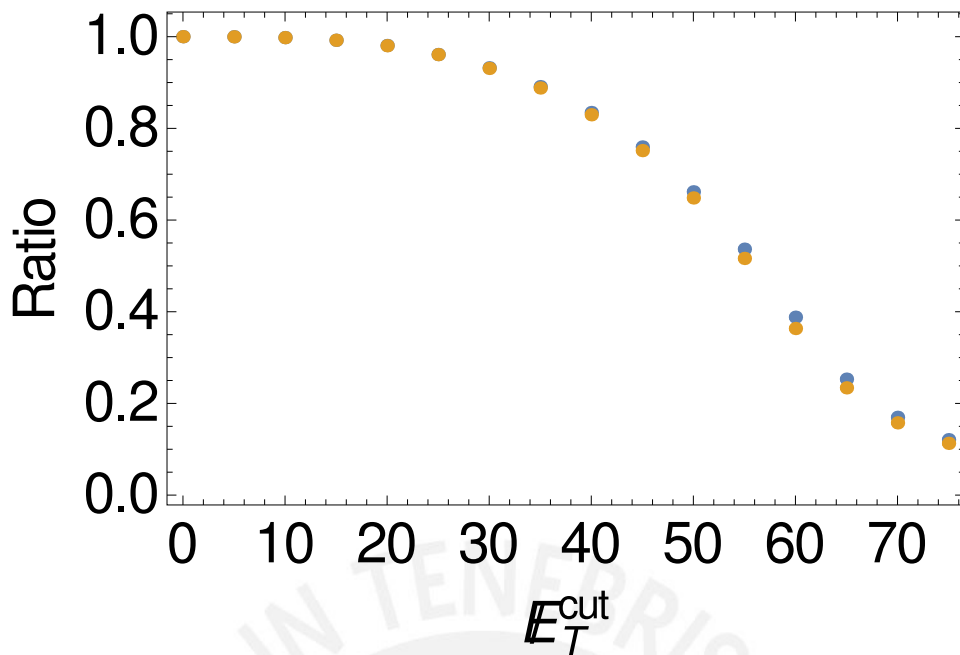


Figura 5: Análogo a la imagen 4, pero para E_T . Imagen extraída del paper [1].

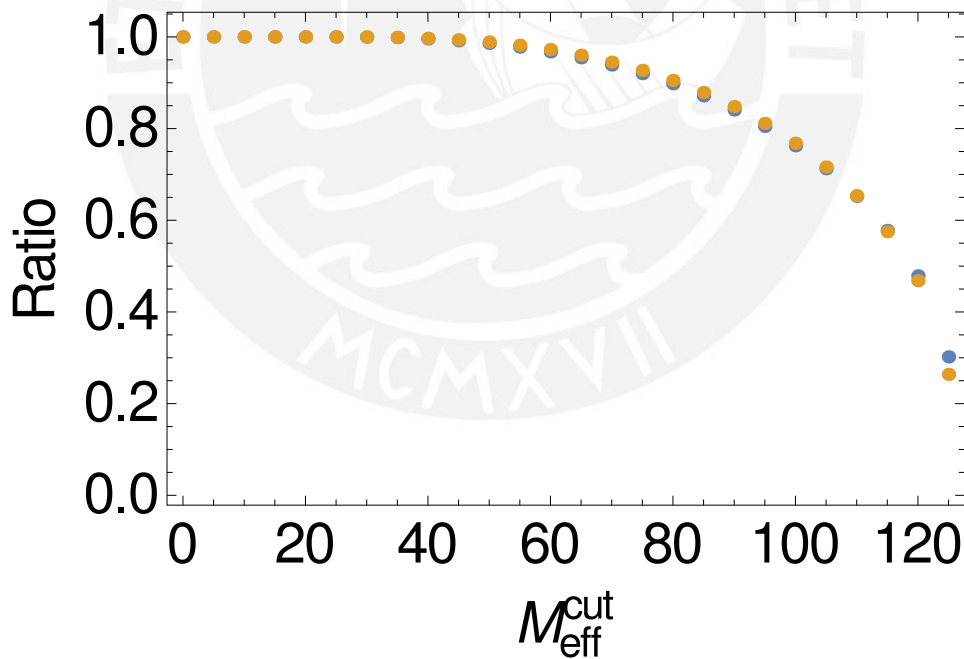


Figura 6: Análogo a 4, pero para M_{eff} . Imagen extraída del paper [1].

De toda la información de las figuras 4, 5 y 6 buscaremos replicar sólo determinados cortes a manera de comprobación. En este caso utilizaremos los

Cuadro 4.1: Ratios obtenidos en [1] para distintos cortes aplicados.

Etiqueta	Corte	Ratio
R_1	$p_{\mu T} > 27 \text{ GeV}$	0.30
R_2	$\cancel{E}_T > 40 \text{ GeV}$	0.80
R_3	$\cancel{E}_T > 70 \text{ GeV}$	0.20
R_4	$M_{eff} > 95 \text{ GeV}$	0.80

cortes cuyos ratios corresponden con R_1 , R_2 , R_3 y R_4 y que fueron definidos en párrafos anteriores. Esto permitirá observar si es que hay una correspondencia entre el análisis realizado en [1] y el presente trabajo. La tabla 4.1 resume lo obtenido en las gráficas y servirá como guía en la siguiente sección.

Es importante buscar replicar la tabla 4.1 ya que se realizará una análisis a nivel reconstruido del detector, algo que no se pudo realizar en el paper [1]. Esto permitirá un mejor acercamiento a lo que se esperaría observar en un colisionador real. Adicionalmente, considerar los cortes en los observables permite acercarse de forma más minuciosa a las señales esperadas. Si estos se aplican a un nivel reconstruido, se consigue un análisis más preciso respecto a lo que se observaría en un experimento. Por último, la replicación es importante ya que se realiza con programas que hacen cálculos computacionales a *tree-level* y *Next to Leading Order* (NLO). Esto permitirá obtener una simulación con una mayor precisión y menor incertidumbre.

4.2. Replicación de resultados

El objetivo es replicar lo obtenido en el paper [1], específicamente con los parámetros de la tabla 4.1. Para ello, se simularon 10 000 eventos del proceso

$pp \rightarrow h \rightarrow n_i N_j$ en Madgraph ingresando los *parameter cards* del *Seesaw 3+2*. Después se consideró activar el programa Pythia para permitir que el neutrino pesado N decaiga en todas las posibilidades accesibles, considerando el *parton shower* de las partículas en los estados finales y la hadronización. Adicionalmente, se utilizó el programa Fastjet para la simulación de los jets. Por último, se activó el programa Delphes el cual permitió obtener los datos a nivel reconstruido.

De las predicciones del modelo *Seesaw* para NH se espera que los canales más probables sean $N \rightarrow \mu qq'$ y $N \rightarrow \tau qq'$, en comparación al canal $N \rightarrow e qq'$. El problema del segundo proceso es que los taus se desintegran rápidamente y son reconstruidos como jets por los detectores. Por ello, para el análisis principal se considerará el proceso $N \rightarrow \mu qq'$ al igual que en el paper [1]. Debido a que los datos se obtienen a nivel reconstruido, debemos considerar que los quarks en el estado final serán reconstruidos como jets. Idealmente lo que se espera observar en los detectores como la señal del proceso $N \rightarrow \mu qq'$ será μjj con j que hace referencia a los jets.

Debido a que el proceso de reconstrucción de jets no es perfecto, entonces la señal μjj no será la única observada. En la práctica es necesario evaluar los siguientes casos:

- i) Si es que el neutrino pesado está boosteado, entonces los hadrones que surgen de la hadronización de qq' tienen un valor de separación angular (ΔR) muy bajo y podrían estar siendo reconstruidos como un solo jet.
- ii) Si los hadrones no tienen suficiente energía ($P_{Th} < 20$ GeV), entonces la reconstrucción de jets no es posible y por ello no se observen. Esto también

aplica al caso donde hay un solo jet, puede que el que debió ser el segundo más energético no se reconstruye por el motivo mencionado anteriormente, pero el primero si.

iii) Debido a que el proceso inicial se genera por medio de *gluon fusion* $gg \rightarrow h$, se espera tener eventos con más de dos jets ya que se genera un fenómeno conocido como *Initial State Radiation* (ISR). ISR consiste en que los gluones, antes de interactuar para generar el Higgs mediante la fuerza fuerte, pueden irradiar partones. De esta forma podrían estarse generando vértices con otros gluones que más adelante serán reconstruidos como jets. Esto se considera como una fuente aleatoria de jets y por ello se espera obtener regiones de análisis con más de dos jets.

Considerando todas estas posibilidades, procedemos con la replicación de resultados. Como se observa, debido a que trabajamos con data a nivel reconstruido se debe definir la región de análisis para que la comparación entre el paper [1] y lo obtenido sea posible. Optamos por definir la región de análisis para su comparación como aquella que tenga un muón y un jet o un muón y dos o más jets.

De esta forma estamos haciendo una equivalencia entre el proceso $N \rightarrow \mu qq'$ y la unión de las regiones de análisis de neutrino pesado que genera un muón y un jet con neutrino pesado que genera un muón y dos o más jets.

Con estas observaciones se obtiene la cantidad total de eventos de la región de análisis. Posteriormente, mediante MadAnalysis5 en modo experto, generamos los cortes para los observables $p_{\mu_T}^{\text{cut}}$, E_T y M_{eff} , de forma análoga a los cortes del paper [1] cuyos ratios etiquetamos como R_1 , R_2 , R_3 y R_4 . Todo esto puede

ser observado en la tabla 4.2.

La primera columna de la tabla 4.2 hace referencia a los cortes aplicados y como se observa son los mismos que se aplicaron en la tabla 4.1. La segunda columna indica la cantidad de eventos con un muón un jet y la tercera la cantidad de eventos con un muón y dos o más jets. La última columna de la derecha con la cabecera "Total" suma la cantidad de eventos con un muón y un jet con la cantidad de eventos con un muón y dos o más jets (columna dos y tres respectivamente).

La primera fila de la tabla 4.2 corresponde a los datos sin ningún tipo de corte aplicado por Madanalysis5, pero si se consideran los cortes que pueden venir por defecto en Madgraph, Pythia o Delphes.

La segunda fila de la tabla 4.2 corresponde a la aplicación de un corte en MadAnalysis5 tal que el momentum transversal del muón sea mayor a 27 GeV, $p_{\mu T} > 27$ GeV. Este corte se aplica sobre los datos iniciales, región que consideramos como "Sin cortes".

La tercera fila de la tabla 4.2 corresponde a un corte en el observable *missing transverse energy* sea mayor a 40 GeV, $E_T > 40$ GeV. La cuarta fila es análoga pero considerando $E_T > 70$ GeV. En ambos casos los cortes se aplican sobre los datos iniciales, en la región que consideramos como "Sin cortes".

Por último la quinta fila de la tabla 4.2, considera un corte en la masa efectiva el cual corresponde con $M_{eff} > 95$ GeV. Igual que en los casos anteriores, el corte se aplica sobre los datos inicial la cual consideramos como "Sin cortes".

Con la tabla 4.2 es posible replicar los resultados obtenidos en el paper [1] realizando la misma tabla que recopila la información de este (tabla 4.1). Esta

Cuadro 4.2: Cortes aplicados paralelamente en modo reconstruido en MadAnalysis 5 para el proceso $h \rightarrow nN \rightarrow \mu qq'n$ para 10 000 eventos simulados.

Corte	1 muón 1 jet	1 muón más de 2 jets	Total
Sin cortes	272	248	520
$p_{\mu T} > 27 \text{ GeV}$	125	116	241
$E_T^{\cancel{e}} > 40 \text{ GeV}$	172	199	371
$E_T^{\cancel{e}} > 70 \text{ GeV}$	52	125	177
$M_{eff} > 95 \text{ GeV}$	209	244	453

replicación se observa en la tabla 4.3 la cual muestra simultáneamente lo obtenido en el paper [1] que denotaremos como ratio esperado (R_e) y lo obtenido en este trabajo que etiquetaremos como ratio observado (R_0).

El ratio esperado fue explicado en la anterior sección (4.1) y corresponde a los ratios etiquetados como R_1 , R_2 , R_3 y R_4 para cada uno de los cortes respectivos. Esto se puede visualizar en la última columna de la derecha de la tabla 4.3.

Por otro lado, el ratio observado R_0 está definido como:

$$R_0 = \frac{N_c}{N}.$$

N_c es la cantidad de eventos de los canales un muón un jet y un muón dos jets o más que pasaron los cortes respectivos de la tabla 4.3. Estos valores se obtienen directamente de la tabla 4.2, por ejemplo para el corte $p_{\mu T} > 27$, vemos que el total de eventos en la región un muón un jet junto con un muón más de dos jets es de 241.

N corresponde a la cantidad de eventos de los mismos canales, pero solo con los cortes realizados por default antes de Madanalysis. Esto último es lo que denominamos la región "Sin Cortes" de la tabla 4.2 y para la data analizada

$N = 520$.

Como se observa en la tabla 4.3 la comparación de los ratios muestra una correspondencia entre lo obtenido en este trabajo y el paper [1]. Esta comparación se realizó considerando que la región de análisis no es exactamente $N \rightarrow \mu q q'$ ya que esto no es lo que se observa en modo reconstruido del detector. Es por ello que la correspondencia no es exacta, como vemos los errores porcentuales entre los ratios varían desde un 8.75 % para el corte $M_{eff} > 95$ hasta en un 70 % para el corte $E_T > 70 \text{ GeV}$. Adicionalmente se ve que cuanto menos restrictivo es el corte, por ejemplo para $E_T > 40 \text{ GeV}$, el error en la comparación de los ratios es menor. Se puede afirmar que los ratios obtenidos (R_0) y esperados (R_e) están cercanos (*ballpark*), pero no podríamos asegurar que se corresponden de una forma muy exacta.

Cuadro 4.3: Ratio obtenido R_0 vs la esperada R_e para distintos cortes aplicados.

Corte	R_0	R_e
$p_{\mu T} > 27 \text{ GeV}$	0.46	0.30
$E_T > 40 \text{ GeV}$	0.71	0.80
$E_T > 70 \text{ GeV}$	0.34	0.20
$M_{eff} > 95 \text{ GeV}$	0.87	0.80

4.3. Análisis de los resultados

La anterior sección (4.2) sirve como un *crosscheck* para asegurar que la data obtenida inicialmente es correcta. Esto permite continuar con los cortes y regiones de análisis más específicos.

Ahora nos enfocamos en la región de análisis SR que involucran los distin-

Cuadro 4.4: Cantidad de eventos del SR para todos los posibles canales del proceso $h \rightarrow nN \rightarrow \mu q q' n$

Leptones	Jets	Eventos
1 e	0 jets	52
	1 jet	48
	2 jets a más	50
1 μ	0 jets	149
	1 jet	125
	2 jets a más	116
2 e o más	0 jets	3
	1 jet	11
	2 jets a más	7
2 μ o más	0 jets	20
	1 jet	26
	2 jets a más	31
1 μ 1 e	0 jets	17
	1 jet	15
	2 jets a más	23

tos decaimientos posibles para el neutrino pesado. Esta región fue detallada en la sección 3.5 mediante la tabla 3.1 y las condiciones necesarias impuestas en MadAnalysis5 en modo experto. Lo que buscamos obtener como el canal más probable es $N \rightarrow \mu q q'$, pero también analizaremos el canal $N \rightarrow e q q'$ el cual deberá tener menos eventos en general. Estos dos procesos se encuentran en la primera y segunda fila de la tabla 4.4.

Debido a que trabajamos a modo reconstruido, no esperamos observar quarks, si no más bien jets. De esta forma definimos tres posibilidades: que haya ningún jet (0 j), un solo jet (1 j) o dos a más jets (2j>=), esto se observa en la segunda columna de la tabla 4.4.

Tanto para la región con un solo muón o un solo electrón, esperamos que lo más probable es que tengan dos jets ya que estos representan idealmente a los dos

quarks. Se esperaría que las regiones de análisis con cero o un solo jet en ambos casos (solo un muón y solo un electrón) tengan muy pocos o ningún evento.

El argumento de la afirmación anterior es el siguiente: para el decaimiento que involucra un solo leptón (electrón, positrón, muón, antimuón, tau y antitau), se espera siempre tener dos quarks. Esto se debe a que en este decaimiento se acopla en un vértice al neutrino pesado con el bosón (W^\pm) y un leptón. Luego el bosón W^\pm se acopla con un quark y su respectivo antiquark o con otro leptón y su respectivo antineutrino del mismo sabor. El segundo caso involucra más de dos leptones y este será analizado posteriormente. El primer caso (quark y antiquark) conserva la carga (inicialmente la carga es cero) y es la única posibilidad. Esto se puede observar también en el diagrama de Feynman 1 el cual muestra el caso particular del decaimiento $N \rightarrow \mu qq'$.

Continuando con el análisis, consideramos los eventos con más de dos leptones. En este caso tenemos cuatro posibles escenarios.

El primer caso involucra eventos con dos electrones y está ilustrado en la tercera fila de la tabla 4.4. El proceso que busca representar esta región es $N \rightarrow \nu_e e^+ e^-$. El segundo caso es análogo al primero solo que en vez de electrones se tienen muones. Esta región está ilustrada en la cuarta fila de la tabla 4.4 y busca representar al proceso $N \rightarrow \nu_\mu \mu^+ \mu^-$. Se espera que este segundo caso sea más probable que el primero ya que involucra a muones y este sabor tiene un acoplamiento más grande con el neutrino pesado.

El tercero y cuarto caso involucran eventos con un electrón y un muón y están ilustrados en la quinta fila de la tabla 4.4. Este caso caso representa dos posibles decaimientos: $N \rightarrow \nu_e e^+ \mu^-$ y $N \rightarrow \nu_\mu e^- \mu^+$. Debido a que el neutrino

se detecta como *missing transverse energy* no es posible distinguir entre ambos decaimientos.

Estos cuatro casos no involucran quarks. Por ello, se espera que tengan como región más probable la de cero jets (0 j). También se espera que estas regiones tengan cierta cantidad de eventos para el caso un jet y dos o más jets debido al fenómeno de ISR que fue explicado en la sección 4.2, pero se espera que no sea lo más probable.

Toda esta información se muestra en la tabla 4.4 en donde se pueden observar la cantidad de eventos para cada una de las regiones de análisis.

Como se observa en la tabla 4.4, para el caso de solo un electrón se tienen 52 eventos con cero jets y para un solo muón 149 eventos con cero jets. Esto representa un 37% de los eventos con un solo leptón. Como vemos más de la tercera parte tiene cero jets para esta región de análisis la cual corresponde a la primera y segunda fila de la tabla 4.4. Esto no corresponde con lo esperado ya que se buscaba obtener mayor cantidad de eventos con dos o más jets en el caso de un solo leptón.

Este resultado puede ser explicado por distintas hipótesis.

La primera es que en realidad lo que se está analizando es un evento con dos leptones, pero el segundo no está siendo reconstruido por tener momentum transversal menor a 10 GeV, $p_{IT} < 10$. Este corte fue impuesto por MadAnalysis 5.

Otra posibilidad es que el segundo leptón tenga $|\eta| > 2,4$, pero esto es poco probable ya que la distribución de los leptones se encuentra mayormente en valores $|\eta| < 2,4$.

Una hipótesis adicional es que los jets no estén pasando el corte impuesto por

MadAnalysis 5, $p_{jT} > 20$ para el caso de los eventos asociados con el decaimiento $N \rightarrow lqq'$. Esta puede ser la explicación más probable debido a que la región que representa el decaimiento $N \rightarrow lqq'$ es el que tiene más eventos.

Además, para los casos un electrón un jet y un muón un jet, se tienen 48 y 125 eventos respectivamente lo cual se observa en la tabla 4.4. Esto representa el 32% de la cantidad de eventos con un solo leptón. Nuevamente, no se esperaba esta cantidad de eventos para esta región de análisis, se esperaban menos.

Este resultado puede tener las siguientes hipótesis.

Por un lado, la separación angular de dos jets en el canal $N \rightarrow lqq'$ puede ser muy baja y por lo tanto se reconstruyen como uno solo. Por otro lado, el segundo jet con mayor momentum transversal, puede tener un momentum menor a 20 GeV y por lo tanto este segundo jet no se considera.

Por último la región de análisis un electrón dos jets y un muón dos jets tiene 50 y 116 eventos respectivamente. Esto representa el 31% de la cantidad de eventos con un solo leptón. Se esperaba obtener más eventos en esta región ya que corresponde con el proceso $N \rightarrow lqq'$ el cual es el más probable.

Lo que sí se obtuvo es que la región que involucra un muón es más probable que la que involucra electrones. Esto va acorde con lo predicho por el modelo *Seesaw* para NH. En este caso la proporción de eventos con un muón es del 72% para eventos con un solo leptón.

Ahora analizamos los eventos con dos leptones. Como se observa en la tercera, cuarta y quinta fila de la tabla 4.4, la cantidad de eventos con dos leptones y cero jets corresponde a un total de 40 eventos. Esto representa un 26% del total de eventos con dos leptones. Se esperaba que esta región con cero jets sea la

más probable, pero esto no se cumple. Una posible hipótesis es que el fenómeno de ISR pueda estar generando una cantidad de jets que supera a la señal esperada que en este caso era la de cero jets.

Nuevamente se está cumpliendo que los eventos que involucran muones son más probables que los que tienen electrones. En este caso la región con dos muones representa el 79% de eventos para los casos dos electrones y dos muones.

4.4. Comprobación de las hipótesis

El objetivo es comprobar las hipótesis de la sección 4.3. Primero nos enfocamos en la hipótesis planteada para explicar por qué se obtienen tantos eventos con dos leptones y uno o más jets (ver tercera, cuarta y quinta fila de la tabla 4.4) en vez de más eventos con dos leptones y cero jets. La hipótesis propone que esto se debe al fenómeno de ISR el cual aumenta la cantidad de eventos con dos leptones y jets respecto a lo esperado que son eventos con cero jets y dos leptones.

Para comprobar esta hipótesis se espera que, debido a la conservación del momento, los jets originados por ISR tengan dirección opuesta al Higgs. Esto se puede cuantificar como una separación angular alta entre los jets y los muones y se observa en la tabla 4.5. Para este análisis escogemos la región que tiene dos muones y un jet correspondiente a la cuarta fila, segunda sub-fila de la tabla 4.4 con 26 eventos.

Para el análisis estamos considerando la aproximación que los muones van en

direcciones similares a la del Higgs (separación angular pequeña). Esto se cumple con mayor precisión siempre y cuando el Higgs esté boosteado. Si el Higgs se encuentra en reposo, no se espera que esto se produzca.

Debido a que la masa del Higgs puede ser reconstruida aproximadamente con el observable M_{eff} (si es que se busca una mayor aproximación, se deberían considerar las componentes longitudinales), entonces es posible dividir tres casos para la región de análisis dos muones y un jet.

i) Si es que se tiene $M_{eff} < 125$ GeV se espera una región con muy poco momentum transversal disponible para las demás partículas a las cuales decae el Higgs, en este caso esta última estará boosteada en la dirección longitudinal. El efecto de este corte sobre la separación angular del primer y segundo muón con mayor momentum transversal se observa en la primera fila de la tabla 4.5.

ii) Si se tiene $M_{eff} \in (125, 170)$ GeV entonces se espera que el Higgs esté aproximadamente en reposo antes de decaer. Los resultados se observan en la segunda fila de la tabla 4.5.

iii) Por último, en el caso que $M_{eff} > 170$ se espera que el Higgs esté boosteado en la dirección transversal y esto se observa en la tercera fila de la tabla 4.5.

En este último caso se espera que los muones y el Higgs tengan una separación angular baja. Esto se debe a que el Higgs decae en el neutrino pesado con una separación angular pequeña y luego este decae en los muones también con una separación angular pequeña.

Se observa que para los tres casos la separación angular con el jet más energético es alta. El último escenario donde $M_{eff} > 170$ se espera que el Higgs y los muones tengan direcciones similares. Debido a que el valor de separación

angular en este caso es mayor a 3.2 para los dos muones con el jet, entonces se espera que la separación angular entre el Higgs y el jet también sea alta. Esto corrobora la hipótesis que la ISR está generando una mayor proporción de eventos con dos leptones con jets en comparación con dos leptones y cero jets.

Cuadro 4.5: Valores del promedio de la separación angular (ΔR) entre el muón con mayor momentum transversal (l) y el segundo con mayor momentum transversal (s) con el jet para la región de análisis dos muones y un jet. Esto se realiza para distintos cortes en M_{eff} .

Corte (GeV)	Eventos	$\Delta R(\mu_l j)$	$\Delta R(\mu_s j)$
$M_{eff} < 125$	7	3.363	3.298
$M_{eff} \in (125,170)$	12	2.538	2.524
$M_{eff} > 170$	7	3.297	3.252

Cuadro 4.6: Valores del promedio de la separación angular (ΔR) entre el muón con mayor momentum transversal (l) con el segundo con mayor momentum transversal (s) para la región de análisis dos muones y un jet. Esto se realiza para distintos cortes en M_{eff} .

Corte (GeV)	Eventos	$\Delta R(\mu_l, \mu_s)$	σ
$M_{eff} < 125$	7	0.3554	0.1208
$M_{eff} \in (125,170)$	12	0.2958	0.1744
$M_{eff} > 170$	7	0.2293	0.1260

Para concluir con este análisis, es necesario comparar el valor de separación angular obtenido en la tabla 4.5 con la tabla 4.6. Esta última tabla muestra la separación angular entre los muones *leading* y *subleading* para la misma región de análisis mencionada anteriormente. Esto permite asegurar que los valores de separación angular en el análisis anterior sea alto. Como se observa, en el caso de los dos muones, estos van en direcciones similares con una separación angular menor a 0.36. Considerando la desviación estándar (cuarta columna tabla 4.6), entonces estos valores se encuentran en el intervalo de 0.3 y 0.4. Por otro lado, para el caso anterior en la tabla 4.5, los valores son de un orden de magnitud mayor (entre 2.5 y 3.5).

Como una comprobación adicional a esta hipótesis, realizamos un análisis a nivel Monte Carlo. Esto se realiza utilizando solo los programas Madgraph y Pythia, más no se realiza la reconstrucción con Delphes ni Fasjet. En este caso, los piones pueden considerarse como los jets. Este análisis permite contrastar los resultados a nivel reconstruido con MC y esperamos que los dos resultados tengan consistencia. En la gráfica 7 se observan dos picos tanto para el valor 0.5 y 3.2 en la separación angular (ΔR) siendo el primer con más eventos que el segundo. Esto nuevamente es un indicio de que hay ISR debido a que se tienen muchos procesos con ΔR alto, sin embargo, también se observa que hay más procesos con ΔR menores a 1. Este último resultado muestra que se podrían realizar cortes que seleccionen los datos que cumplan con $\Delta R < 1$ y mantener la estadística necesaria para realizar análisis.

Adicionalmente, este pico en 0.5 más pronunciado corresponde con un M_{eff} pequeño. Esto implicaría que el Higgs esté en reposo y por lo tanto los leptones podrían ir en direcciones opuestas. Es por ello que este pico se puede encontrar tanto en eventos con un leptón como los que tienen dos leptones.

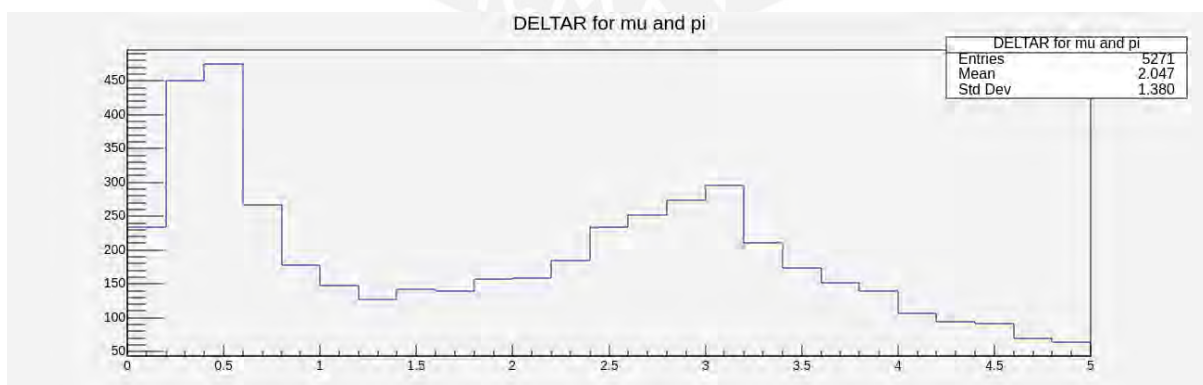


Figura 7: Histograma de separación angular entre los muones y los piones. Análisis realizado a nivel Monte Carlo.

Para finalizar este trabajo nos enfocaremos en la hipótesis del por qué, en la región de análisis con un solo leptón, se tienen tantos eventos con cero jets. La hipótesis es la siguiente: la cantidad de eventos con cero jets para primera y segunda fila de la tabla 4.4 es muy alta debido a que los jets no están siendo reconstruidos. Esta no reconstrucción se debe a la poca energía que tiene el momentum transversal de los piones lo cual impide que estos se reconstruyan como jets.

Para comprobar esta hipótesis se muestran los histogramas 8 y 9 realizados a un nivel MC. El primero muestra la distribución del momentum transversal en GeV para el pión más energético en el cual hay 10 000 eventos. Se esperaría tener menos eventos ya que como se explicó en secciones anteriores, también deberían haber eventos que no involucren quarks. Esto nuevamente se puede explicar por ISR, el cual hace que todos los eventos tengan quarks.

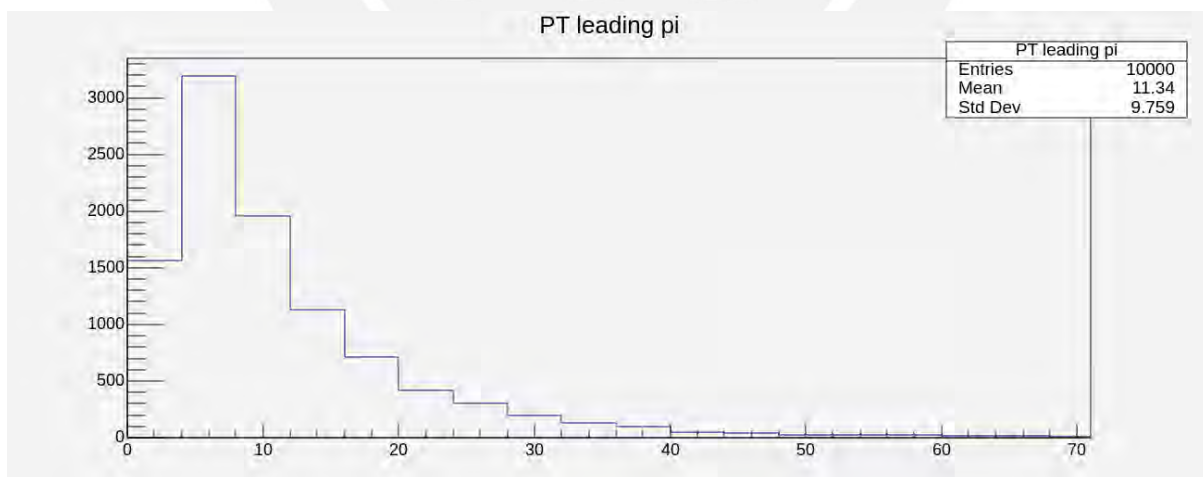


Figura 8: Histograma del momentum transversal del pión más energético sin ningún corte.

El segundo histograma muestra una disminución a menos del 20% de la cantidad de eventos iniciales (1441 eventos). Esto sucede después de haber aplicado

un corte en el momentum transversal de los piones mayor a 20 GeV. Gracias a la gráfica 9 se demuestra que la mayoría de eventos tienen piones con momentum transversal menor a 20 GeV (8559 eventos). Debido a esta gran cantidad de eventos con piones que cumplen estas características, se comprueba la hipótesis que explica la razón de por qué tantos eventos con cero jets para los canales con un solo leptón.

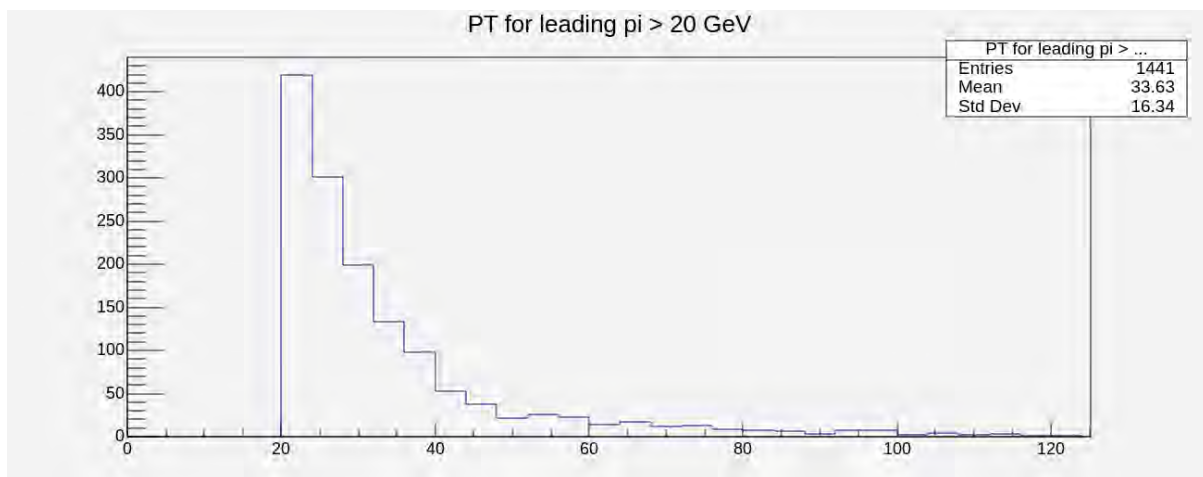


Figura 9: Histograma del momentum transversal del pión más energético con corte mayor a 20 GeV.

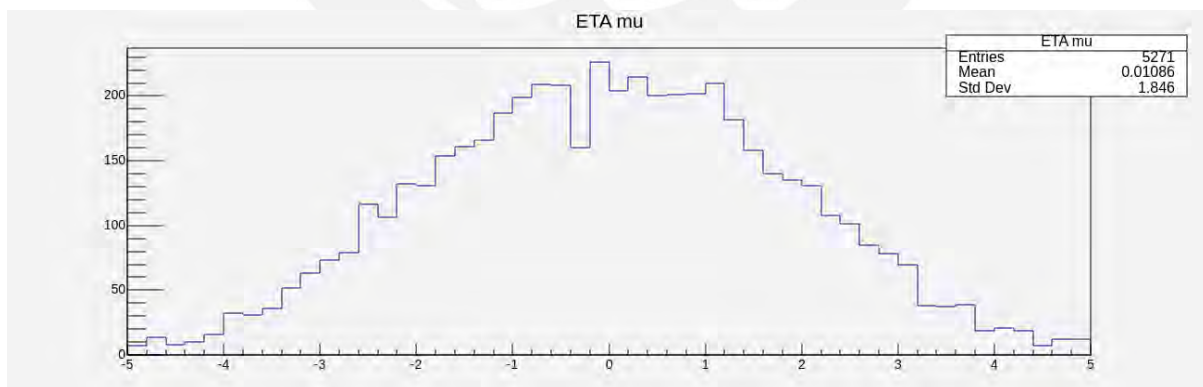
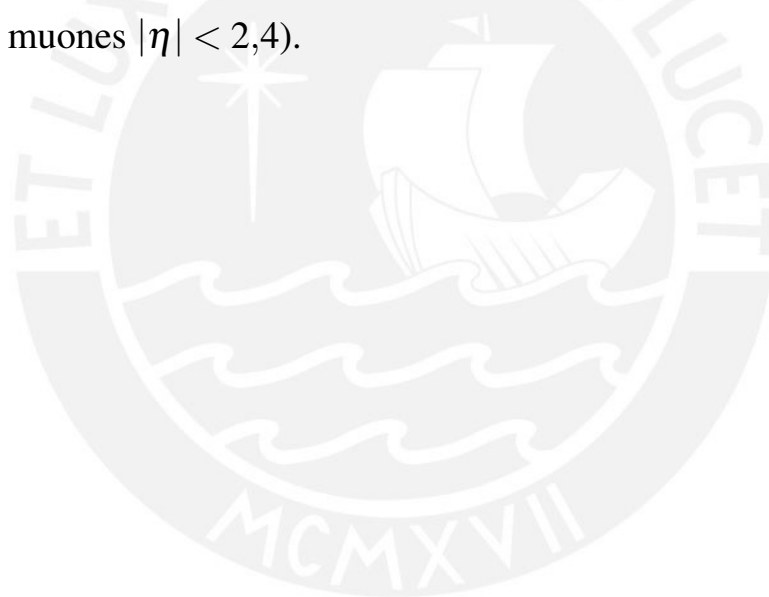


Figura 10: Distribución de pseudorapidity para los muones a nivel Monte Carlo.

Como una última hipótesis, se buscaba explicar la gran cantidad de eventos con cero jets debido a que en la región de señal de dos leptones uno de estos tiene

$|\eta| > 2,4$. Esto implica que, el leptón que cumpla con esto, no es considerado para el análisis y como esta región no tiene jets, entonces el canal cero jets es más probable. Esta hipótesis es contradecida por los resultados del observable η para los muones a nivel MC y se muestra en el histograma 10.

Se observa que la gran cantidad de muones cumplen con $|\eta| < 3$ y por lo tanto esta no es una posible razón al porqué la región con cero jets es más probable de lo esperado. Como se observa, la media es aproximadamente cero y con una desviación estándar de 1.8 por lo cual la gran cantidad de estos muones sí serán considerados posteriormente en el análisis (a nivel reconstruido se aplica un corte para los muones $|\eta| < 2,4$).



Capítulo 5

Discusión y conclusiones

En el presente informe se buscó reproducir los resultados de [1] a nivel reconstruido. Esto se logró gracias a la tabla 4.3 la cual muestra una clara relación entre los ratios obtenidos en este trabajo y el paper [1]. Para ello, fue necesario hacer una correspondencia entre los quarks y los jets la cual fue detallada en la sección 4.2.

Además, acorde con lo predicho por el modelo *Type I Seesaw* se obtuvo que la cantidad de eventos con muones son más numerosos respecto a los que tienen electrones. Esto último se cumple tanto para el caso con un solo leptón como con dos y se puede observar en las cuatro primeras filas de la tabla 4.4.

Un resultado no esperado fue que en los eventos donde no se esperaban jets sí los habían (últimas tres filas de la tabla 4.4). Una posible explicación es el fenómeno de ISR, el cual se puede considerar como una fuente constante de jets.

Esta hipótesis pudo ser corroborada mediante la separación angular (ΔR) entre los jets y los muones. Para cumplir con esto, primero definimos tres casos para el Higgs que dependían del observable M_{eff} : en reposo, boosteado lon-

gitudinalmente y boosteado transversalmente. En los dos últimos, si es que se tuviera que el jet proviene del Higgs, entonces la separación angular entre este y el muón sería pequeña. Esto no sucede y el valor de ΔR es mayor a tres. Esto sirve como evidencia para afirmar que estos jets provienen de ISR. Por otro lado, el valor de ΔR para el muón *leading* y *subleading* está entre 0.2 y 0.4. Esto muestra claramente lo que se esperaría si es que las partículas sí provienen del decaimiento del Higgs y sirvió para contrastar con lo obtenido anteriormente.

Otro resultado no esperado es la poca diferencia entre los canales sin jets respecto a los que sí tienen para los casos de un solo leptón (primeras dos filas de la tabla 4.4). Una posible explicación es la poca energía que tienen los hadrones que no permite una reconstrucción adecuada de estos como jets.

Esta hipótesis pudo ser corroborada con los histogramas 8 y 9 los cuales demostraron que la mayoría de los piones tienen momentum menor a 20 GeV. De esta forma, se espera que a la hora que estos piones se reconstruyan, la probabilidad que no lo hagan sea alta, aumentando la cantidad de eventos con cero jets.

Por último, se logró descartar la hipótesis que los leptones podrían no estar siendo reconstruidos debido a tener un valor de η muy alto. Esto se pudo observar en el histograma 10 el cual muestra que la distribución de los muones se encuentra en el intervalo $|\eta| < 3$ y por lo tanto no hay problema en reconstruirlos.

En conclusión, se puede comprobar que el software MadAnalysis 5 logra replicar los resultados obtenidos en el paper [1] a nivel reconstruido de una forma versátil y eficiente. Se demostró una correspondencia entre los cortes aplicados

y los obtenidos que permitió realizar un *crosscheck* para continuar con el análisis.

Mediante los histogramas, *cutflows* y tablas se pudieron verificar las hipótesis planteadas para entender las señales obtenidas del modelo *Type I Seesaw*. Esto permitirá testear más eficientemente las posibles señales que este modelo podría tener en el LHC.



Bibliografía

- [1] A. M. Gago, P. Hernández, J. Jones-Pérez, M. Losada, and A. M. Briceño, “Probing the type I seesaw mechanism with displaced vertices at the LHC,” 2015.
- [2] C. S. Wu, E. Ambler, R. W. Hayward, D. D. Hoppes, and R. P. Hudson, “Experimental test of parity conservation in beta decay,” *Phys. Rev.*, vol. 105, pp. 1413–1415, Feb 1957.
- [3] O. Sawada and A. Sugamoto, eds., *Proceedings: Workshop on the Unified Theories and the Baryon Number in the Universe: Tsukuba, Japan, February 13-14, 1979*, (Tsukuba, Japan), Natl.Lab.High Energy Phys., 1979.
- [4] P. Minkowski, “ $\mu \rightarrow e\gamma$ at a rate of one out of 109 muon decays?,” *Physics Letters B*, vol. 67, no. 4, pp. 421–428, 1977.
- [5] M. Gell-Mann, P. Ramond, and R. Slansky, “Complex Spinors and Unified Theories,” *Conf. Proc. C*, vol. 790927, pp. 315–321, 1979.
- [6] T. Yanagida, “Horizontal gauge symmetry and masses of neutrinos,” *Conf. Proc. C*, vol. 7902131, pp. 95–99, 1979.

- [7] R. N. Mohapatra and G. Senjanović, “Neutrino mass and spontaneous parity nonconservation,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 44, pp. 912–915, Apr 1980.
- [8] P. Hernández, J. Jones-Pérez, and O. Suarez-Navarro, “Majorana vs pseudo-dirac neutrinos at the ILC,” *The European Physical Journal C*, vol. 79, mar 2019.
- [9] J. Jones-Pérez, J. Masias, and J. D. Ruiz-Álvarez, “Search for long-lived heavy neutrinos at the LHC with a VBF trigger,” *The European Physical Journal C*, vol. 80, jul 2020.
- [10] A. Donini, P. Hernández, J. López-Pavón, M. Maltoni, and T. Schwetz, “The minimal $3+2$ neutrino model versus oscillation anomalies,” *Journal of High Energy Physics*, vol. 2012, jul 2012.
- [11] M. Blennow, E. Fernandez-Martinez, J. Lopez-Pavon, and J. Menéndez, “Neutrinoless double beta decay in seesaw models,” *Journal of High Energy Physics*, vol. 2010, jul 2010.
- [12] A. Ibarra, E. Molinaro, and S. T. Petcov, “Low energy signatures of the tev scale seesaw mechanism,” *Phys. Rev. D*, vol. 84, p. 013005, Jul 2011.
- [13] A. Pilaftsis, “Radiatively induced neutrino masses and large higgs-neutrino couplings in the standard model with majorana fields,” *Zeitschrift fr Physik C Particles and Fields*, vol. 55, pp. 275–282, jun 1992.
- [14] W. Liu, J. Li, J. Li, and H. Sun, “Testing the seesaw mechanisms via displaced right-handed neutrinos from a light scalar at the hl-lhc,” *Phys. Rev. D*, vol. 106, p. 015019, Jul 2022.

- [15] “LHC Machine,” *JINST*, vol. 3, p. S08001, 2008.
- [16] G. Aad *et al.*, “Observation of a new particle in the search for the standard model higgs boson with the ATLAS detector at the LHC,” *Physics Letters B*, vol. 716, pp. 1–29, sep 2012.
- [17] S. Chatrchyan *et al.*, “Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC,” *Physics Letters B*, vol. 716, pp. 30–61, sep 2012.
- [18] M. D. Schwartz, “Tasi lectures on collider physics,” 2017.
- [19] O. S. Bruning, “LHC luminosity and energy upgrade: A feasibility study,” 12 2002.
- [20] T. C. collaboration, “Missing transverse energy performance of the CMS detector,” *Journal of Instrumentation*, vol. 6, pp. P09001–P09001, sep 2011.
- [21] W. Porod, “SPheno, a program for calculating supersymmetric spectra, SUSY particle decays and SUSY particle production at ee- colliders,” *Computer Physics Communications*, vol. 153, pp. 275–315, jun 2003.
- [22] J. Alwall, R. Frederix, S. Frixione, V. Hirschi, F. Maltoni, O. Mattelaer, H.-S. Shao, T. Stelzer, P. Torrielli, and M. Zaro, “The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations,” *Journal of High Energy Physics*, vol. 2014, jul 2014.

- [23] T. Sjöstrand, S. Ask, J. R. Christiansen, R. Corke, N. Desai, P. Ilten, S. Mrenna, S. Prestel, C. O. Rasmussen, and P. Z. Skands, “An introduction to PYTHIA 8.2,” *Computer Physics Communications*, vol. 191, pp. 159–177, jun 2015.
- [24] M. Cacciari, G. P. Salam, and G. Soyez, “FastJet user manual,” *The European Physical Journal C*, vol. 72, mar 2012.
- [25] J. de Favereau, , C. Delaere, P. Demin, A. Giammanco, V. Lemaître, A. Mertens, and M. Selvaggi, “DELPHES 3: a modular framework for fast simulation of a generic collider experiment,” *Journal of High Energy Physics*, vol. 2014, feb 2014.
- [26] E. Conte and B. Fuks, “Confronting new physics theories to LHC data with scpMADANALYSIS/scp 5,” *International Journal of Modern Physics A*, vol. 33, p. 1830027, oct 2018.
- [27] F. Staub, “Sarah,” 2008.
- [28] R. Alonso, M. Dhen, M. B. Gavela, and T. Hambye, “Muon conversion to electron in nuclei in type-i seesaw models,” *Journal of High Energy Physics*, vol. 2013, jan 2013.
- [29] A. Atre, T. Han, S. Pascoli, and B. Zhang, “The search for heavy majorana neutrinos,” *Journal of High Energy Physics*, vol. 2009, pp. 030–030, may 2009.
- [30] M. Aaboud *et al.*, “Measurements of gluon–gluon fusion and vector-boson fusion higgs boson production cross-sections in the $h \rightarrow WW^* \rightarrow e\nu\mu\nu$

- decay channel in pp collisions at $s = 13 \text{ TeV}$ with the atlas detector,” *Physics Letters B*, vol. 789, pp. 508–529, feb 2019.
- [31] A. Naumann, P. Canal, E. Tejedor, E. Guiraud, L. Moneta, B. Bellenot, O. Couet, A. M. Tadel, M. Tadel, S. Linev, J. L. Gomez, J. Rembser, V. E. Padulano, J. Blomer, J. Hahnfeld, B. M. Gruber, and V. Vassilev, “HI-lhc analysis with root,” 2022.
- [32] T. Hahn, “Cuba—a library for multidimensional numerical integration,” *Computer Physics Communications*, vol. 168, pp. 78–95, jun 2005.
- [33] R. V. Harlander and P. Kant, “Higgs production and decay: analytic results at next-to-leading order QCD,” *Journal of High Energy Physics*, vol. 2005, pp. 015–015, dec 2005.
- [34] R. V. Harlander, S. Liebler, and H. Mantler, “SusHi: A program for the calculation of higgs production in gluon fusion and bottom-quark annihilation in the standard model and the MSSM,” *Computer Physics Communications*, vol. 184, pp. 1605–1617, jun 2013.
- [35] H. Mantler and M. Wiesemann, “Top- and bottom-mass effects in hadronic higgs production at small transverse momenta through lonll,” *The European Physical Journal C*, vol. 73, jun 2013.
- [36] R. V. Harlander, H. Mantler, and M. Wiesemann, “Transverse momentum resummation for higgs production via gluon fusion in the MSSM,” *Journal of High Energy Physics*, vol. 2014, nov 2014.