

PONTIFICIA UNIVERSIDAD CATÓLICA DEL PERÚ

FACULTAD DE CIENCIAS E INGENIERÍA



**Explorando y analizando el espacio de parámetros del
modelo Type I Seesaw con simuladores Monte Carlo para
eventos en el ILC**

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

AUTOR

Walter Enrique Rodríguez Quispe

ASESOR

Joel Jones-Perez

Lima, 16 de enero 2022

Resumen

En la actualidad, el Modelo Estándar (SM) es la teoría más precisa que se tiene para la descripción de las partículas elementales y sus interacciones fundamentales. Esta teoría, empero, está incompleta: una de sus carencias resulta de indicar que los neutrinos no tienen masa. Esto es incongruente porque la masividad de estas partículas ha sido demostrada en los experimentos de oscilaciones de neutrinos.

Ante esto, se han propuesto varios modelos Más Allá del Modelo Estándar (BSM) que logran brindarle masa a los neutrinos. En este trabajo se le da principal atención al mecanismo Type I Seesaw, que propone la existencia de neutrinos pesados.

Es así como en este trabajo se aborda un análisis para el estudio del modelo mencionado en el futuro International Linear Collider (ILC), desde el uso de conceptos propios del Large Hadron Collider (LHC), para la búsqueda de señales de neutrinos pesados.

Los eventos que surgirían en este colisionador siguiendo el modelo en cuestión se obtuvieron del simulador Monte Carlo MadGraph5_aMC@NLO y el análisis de estos se realizó en MadAnalysis 5.

El estudio demuestra la importancia de incluir un análisis con información tanto de la simulación con los datos del Monte Carlo, que brinda información sin considerar la observabilidad de lo generado, como de los objetos reconstruidos, que brinda datos recolectados por los detectores, para decantar la elección de un canal en específico.

Agradecimientos

Gracias a mi asesor, el Dr. Joel Jones, quien desde finales del 2020 ha mostrado su apoyo y entusiasmo para la instrucción de los temas y herramientas que en este trabajo se han desarrollado. Ha sido un verdadero gusto aprender de sus conocimientos y experiencias un área de la física cuya riqueza causó que terminara el pregrado de la carrera con un mayor amor por esta que cuando la empecé.

Este trabajo tampoco se hubiera logrado sin el acompañamiento de mi compañero de estudios Danilo Zegarra, quien no solo me ayuda a mejorar académicamente, si no también como persona.

A mis padres, Nelly Quispe y Walter Rodríguez: quiero detallar que los amo. Siempre los admiraré y estaré agradecido por el continuo y sacrificado esfuerzo de haberme tomado la mano en estos años de estudios plagados de desdichas y triunfos. Este trabajo es para ustedes.

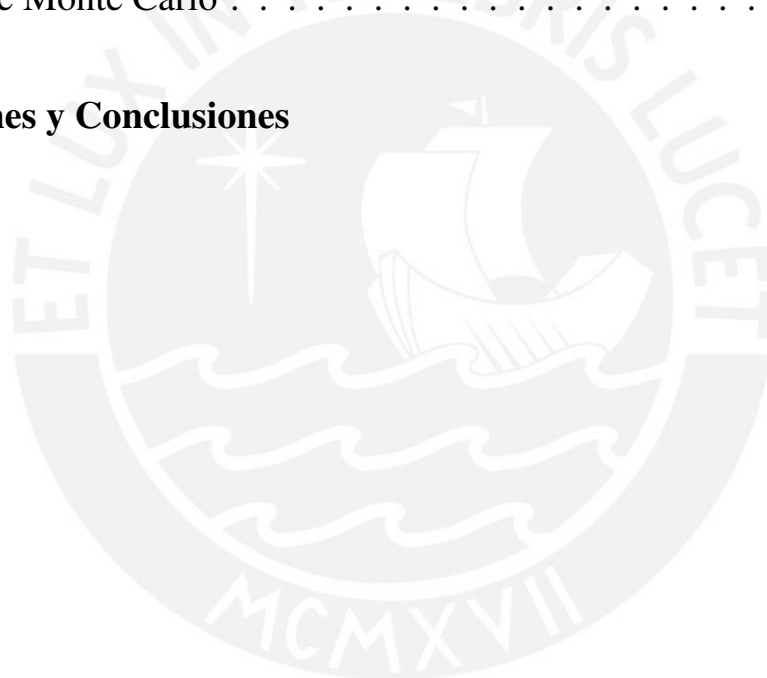
Finalmente, gracias a Miriam Urquieta, mi compañera, consejera y soporte. Su distinguida cualidad de brindar apoyo y motivación en los momentos más complicados es invaluable. Su valiosa perspectiva sobre la vida me ha ofrecido en estos dos últimos años un sosiego sin el cual hubiera sido imposible culminar este trabajo.



Índice general

1. Introducción	1
2. Marco Teórico	4
2.1. Mecanismo Type I Seesaw	4
2.2. International Linear Collider	7
2.2.1. Rastreador Interno (<i>Inner Tracker</i>)	8
2.2.2. Calorímetros	9
2.2.3. Detector Muónico	10
2.3. Cantidades Reconstruídas en el LHC	11
2.3.1. Momentum Transversal	11
2.3.2. Missing Transverse Energy	11
2.3.3. Masa Invariante (<i>Invariant Mass</i>)	12
2.3.4. Pseudorapidity	13
2.3.5. Ángulo Azimutal	13
2.3.6. Separación Angular	14
3. Herramientas de Simulación y Análisis	15
3.1. SPheno	16

3.2. MadGraph5_aMC@NLO	16
3.3. Pythia8	16
3.4. Delphes	17
3.5. FastJet	17
3.6. MadAnalysis 5	19
4. Resultados	22
4.1. Parte Reconstruida	22
4.2. Parte Monte Carlo	23
5. Discusiones y Conclusiones	29
Bibliografía	30



Capítulo 1

Introducción

El SM es una teoría forjada en base al continuo desarrollo de las teorías de las interacciones y fuerzas fundamentales involucradas en el mundo subatómico: electromagnética, nuclear débil y nuclear fuerte. De este desarrollo se llegó a la descripción simultánea de estas tres fuerzas e interacciones, en un modelo que detalla las características de todo un umbral de partículas, divididas en fermiones y bosones, y cómo se relacionan.

En primer lugar, los fermiones se caracterizan por obedecer la estadística de Fermi-Dirac, además de cumplir con el principio de exclusión de Pauli. Estas partículas poseen espín semi-entero y están conformadas, fundamentalmente, por quarks y leptones, y se dividen en tres generaciones. Todas estas partículas tienen un espín de $\frac{1}{2}$, pero difieren en carga eléctrica. Los leptones tienen carga eléctrica entera: $-1 e$ o $0 e$, y los quarks tienen carga eléctrica fraccionaria: $\frac{2}{3} e$ o $-\frac{1}{3} e$. Estos signos se invierten para sus antipartículas respectivas. Los leptones eléctricamente cargados son el electrón (e), el muón (μ), y el tauón (τ). Cada leptón eléctricamente cargado tiene asociado su leptón eléctricamente neutro: estos son el neutrino electrónico (ν_e), el neutrino muónico (ν_μ) y el neutrino

tau (ν_τ). Los quarks de carga $\frac{2}{3} e$ son el up (u), charm (c) y top (t); mientras que los quarks de carga $-\frac{1}{3} e$ son el down (d), strange (s) y bottom (b).

En segundo lugar, los bosones obedecen la estadística de Bose-Einstein y poseen espín entero. Se tienen cuatro tipos de bosones, con espín 1, que son mediadores de las tres fuerzas antes descritas. Estos son los gluones (g), el fotón (γ), el Z y los W^\pm ; de los cuales los g son los mediadores de la fuerza nuclear fuerte, el γ es el de la fuerza electromagnética y el Z y los W^\pm son los responsables de la fuerza nuclear débil. También se tiene un bosón con espín 0, el bosón de Higgs (h), el cual es el encargado de brindarle masa a las partículas mediante el Mecanismo de Brout-Englert-Higgs.

Entre los logros más importantes del SM se encuentran el cálculo del momento anómalo del electrón con diez cifras significativas [1]; el descubrimiento del bosón de Higgs [2, 3]; el cálculo de las masas de los bosones mediadores W , Z [4–6] y el descubrimiento de los gluones [7].

Esta teoría, sin embargo, se ve inequívocamente incompleta: el modelo no incluye la gravedad ni la materia y energía oscuras; este no explica el problema de jerarquía en la masa del Higgs; la asimetría entre materia y antimateria; no considera que los neutrinos tienen masa.

Estas carencias, sin embargo, proporcionan una ventana para el estudio de física BSM. La generación de masa de los neutrinos proporcionada por el mecanismo Type I Seesaw resulta ser de especial interés en este trabajo debido su simplicidad y la posibilidad de comprobar las implicancias de su validez en colisionadores de partículas. Una de las predicciones de este modelo implica la existencia de neutrinos pesados. Estas partículas serían eléctricamente neutras

y no depositarían energía en los detectores, por lo que no se podrían observar directamente. Ante esto, se tiene que prestar atención a sus decaimientos.

En este contexto, se utiliza el simulador Monte Carlo MadGraph5_aMC@NLO, que permite la simulación de eventos producidos en colisionadores de altas energías usando modelos teóricos como el SM o teorías BSM, el Type I Seesaw, en este caso. Por otro lado, el análisis se realiza con el programa MadAnalysis 5, en donde se pueden imponer a los eventos generados cortes que permitan verificar si una hipótesis teórica tiene resultados observables en los colisionadores reales.

Este trabajo está estructurado de la siguiente forma: en el capítulo siguiente se revisa el modelo Type I Seesaw para indicar los parámetros del mecanismo por el cual los neutrinos obtienen masa. Luego, en ese mismo capítulo, se explican las características del ILC y las cantidades del LHC que se usarán para el estudio. En el siguiente capítulo se explican a detalle los programas involucrados. Finalmente, se explicarán los resultados, discusiones y conclusiones.

Capítulo 2

Marco Teórico

2.1. Mecanismo Type I Seesaw

El Mecanismo Type I Seesaw [8–11] resulta, probablemente, la forma más simple de generar masa para estas partículas. El modelo mínimo $3 + 2$ se logra añadiendo dos espinores pesados de Majorana ν_R , *singletes* bajo simetrías gauge [12]. Estos ν_R , identificados como neutrinos estériles, poseen una masa de Majorana M_R y se acoplan a los neutrinos activos, los conocidos del SM, mediante un acoplamiento Yukawa Y_ν .

El lagrangiano más general renormalizable que incluye estos singletes es el siguiente:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{SM} - \bar{L}_a (Y_\nu)_{as} \nu_{R_s} \tilde{\phi} - \frac{1}{2} \bar{\nu}_{R_s}^c (M_R)_{st} \nu_{R_t} + \text{h.c.} \quad (2.1)$$

De acá, tenemos que a representa a los sabores activos: e, μ, τ y $s, t = 1, 2, 3$.

Luego de la ruptura de simetría electrodébil del lagrangiano, se puede generar una masa de Dirac a partir del acoplamiento entre ν_L y ν_R . Ante esto, tenemos la siguiente matriz de masa, en donde se evidencia una ruptura de número y

sabor leptónico:

$$M_{\nu} = \begin{pmatrix} 0 & m_D \\ m_D^T & M_R \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

Con $(m_D)_{as} = v(Y_{\nu})_{as}^*/\sqrt{2}$.

Si de esta matriz de masa de neutrinos 5×5 se busca una diagonalización, asumiendo una Jerarquía Normal (NH), se obtiene una parametrización en términos de las masas ligeras m_l , las masas pesadas M_h , la matriz PMNS y la matriz 2×2 R [13]. Para la matriz de masas ligeras tenemos la siguiente relación, que explica que la baja masa de los neutrinos del SM está asociada a la masa elevada de los neutrinos de mano derecha.

$$m_{\nu} \sim m_D^T M_R^{-1} m_D \quad (2.3)$$

La extensión propuesta en [14] será la usada en este trabajo. Aquí, tenemos la matriz de mezcla dividida en los cuatro bloques siguientes:

$$U_{al} = U_{\text{PMNS}} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & H \end{pmatrix}, \quad U_{ah} = i U_{\text{PMNS}} \begin{pmatrix} 0 \\ H m_{\ell}^{1/2} R^{\dagger} M_h^{-1/2} \end{pmatrix},$$

$$U_{sl} = i \begin{pmatrix} 0 & \bar{H} M_h^{-1/2} R m_{\ell}^{1/2} \end{pmatrix}, \quad U_{sh} = \bar{H}. \quad (2.4)$$

Acá, las matrices hermíticas H y \bar{H} se definen de la siguiente forma:

$$H = \left(I + m_{\ell}^{1/2} R^{\dagger} M_h^{-1} R m_{\ell}^{1/2} \right)^{-1/2} \quad (2.5)$$

$$\bar{H} = \left(I + M_h^{-1/2} R m_{\ell} R^{\dagger} M_h^{-1/2} \right)^{-1/2}, \quad (2.6)$$

Para la región de interés en este trabajo, se aproxima $H \rightarrow I$.

Como se comentó al inicio de esta sección, se ha ingresado más de un neutrino pesado, por lo que la matriz R aparece en la parametrización. Esta matriz incluye los términos no determinados por las restricciones en los experimentos para los valores de masas ligeras, pesadas y la PMNS.

R solo debe cumplir la condición de ortogonalidad: $R^{-1} = R^T$. Debido a esta condición, se puede parametrizar en términos de ángulos complejos. La parte real del ángulo se denota con θ y la imaginaria con γ .

Además de esto, podemos escribir la función seno o coseno de un ángulo complejo en función del seno y coseno de un ángulo real y el seno hiperbólico y coseno hiperbólico de otro ángulo real. En este caso, el primer ángulo real será θ y el segundo será γ . Debido al rango de la función seno y coseno hiperbólico, estos valores pueden ser muy grandes, a comparación del seno y coseno.

Usando las restricciones que se derivan de no haber observado el proceso de *neutrinoless double beta decay*, se sigue que las masas de N_4 y N_5 son similares [15].

De este modo, la diagonalización genera una masa de Majorana, en donde la mezcla entre componente activo y el pesado sigue la siguiente proporción para el neutrino 4 y el neutrino 5:

$$U_{ah} \sim \sqrt{\frac{m_l}{M_H}} \cosh \gamma \quad (2.7)$$

Además, hay una supresión de acoplamientos con electrones. Debido a que uno de los canales principales de decaimientos del neutrino pesado representa

el proceso semileptónico $N \rightarrow l^\pm jj$, entonces el leptón favorecido será el muón. En este trabajo nos concentramos en la producción de neutrinos pesados originados en un colisionador lineal electrón y positrón. Principalmente, analizamos el proceso $e^+e^- \rightarrow N\nu, N \rightarrow l^\pm jj$.

2.2. International Linear Collider

Debido al éxito que el SM ha tenido en la descripción de la física de partículas, se requiere estudiar esta teoría con mayor precisión a modo de lograr datos experimentales más exactos y posiblemente observar comportamientos exóticos como aquellos predichos por el mecanismo de la Sección 2.1. Es así como surge la necesidad de la construcción de un colisionador de partículas que priorice la precisión en las cantidades medidas.

El International Linear Collider (ILC) es un proyecto global en consideración, cuyo objetivo principal es medir los distintos canales de desintegración del bosón de Higgs con alta sensibilidad [16]. La energía inicial máxima del centro de masa para este colisionador es relativamente baja, pero tiene una luminosidad inicial bastante alta: 250 GeV y 2 ab^{-1} , respectivamente [17]. Sin embargo, el *Technical Design Report* del ILC detalla la planificación de mejoras progresivas que implican una energía para el centro de masa de 1 TeV y una luminosidad integrada de hasta 8 ab^{-1} [18]. Esta alta luminosidad permitirá reducir el error estadístico en comparación a colisionadores como el LHC.

Cabe resaltar que en el caso del LHC la colisión es de protones, partículas compuestas; las interacciones son numerosas y complejas debido a las distintas

combinaciones de quarks y gluones que se tiene. En el caso del ILC, las colisiones son de partículas elementales, electrones y positrones, por lo que se tiene una buena definición de las interacciones y, por ende, se disminuye el error sistemático [19].

La versatilidad de la información brindada por posibilidad de variar la energía favorecerá diversos mecanismos de producción del Higgs en el ILC y la medición de sus desintegraciones se mejorará con respecto a colisionadores actuales. Las razones de estas mejoras son numerosas: A diferencia del LHC y como será explicado en la Sección 2.3, en el ILC se podrán usar cantidades longitudinales. Además, se disminuirá el error estadístico debido al alta luminosidad. Asimismo, se tendrá acceso a las desintegraciones invisibles del Higgs porque el canal $e^+e^- \rightarrow Zh$ permite distinguir al bosón usando la reconstrucción de la masa invariante del Z, cantidad que se discutirá en la Subsección 2.3 [16, 20].

Este último beneficio motiva la búsqueda de neutrinos pesados originados del decaimiento del bosón de Higgs como una predicción directa del Mecanismo Type I Seesaw.

La principal diferencia entre los detectores del Large Hadron Collider (LHC) y el ILC recae en la mayor resolución que este último alcanza; sin embargo, las funciones de ambos detectores es, en esencia, la misma. A continuación se explicará de brevemente las funciones de cada componente del detector.

2.2.1. Rastreador Interno (*Inner Tracker*)

El sistema de rastreo interno (ID) de un detector permite la medida eficiente de la trayectoria seguida por partículas energéticas cargadas. Dependiendo la efi-

ciencia del ID, se pueden obtener medidas hasta cierto valor de pseudorapidity, una cantidad que mide la posición de la partícula con respecto al origen de la colisión; se especificarán sus características con mayor detalle en la Subsección 2.3.4. Si una partícula desintegra en el ID, se puede reconstruir el vértice de desintegración; es decir, acá se puede detectar el vértice secundario de las *long lived particles* [14, 17].

2.2.2. Calorímetros

La principal función de un calorímetro es medir la energía de las partículas que lo atraviesan sin importar su carga, reconstruir la ubicación espacial donde se dio el depósito de energía y, a veces, reconstruir también la trayectoria. Debido a la interacción de las partículas incidentes en el calorímetro, se inicia una lluvia de partículas que deposita su energía en los detectores. Existen dos tipos de calorímetros: calorímetros electromagnéticos y hadrónicos.

Por un lado, el calorímetro electromagnético está diseñado para detectar lluvias electromagnéticas generadas por electrones y fotones.

Por otro lado, el calorímetro hadrónico mide los valores previos para los hadrones, es decir toda partícula compuesta por quarks. Al igual que antes, también se encarga de generar la lluvia, en este caso, hadrónica. Cabe resaltar que la lluvia hadrónica en esta sección se debe al choque inelástico de los protones con las partículas del detector, lo cual forma piones en su mayoría [21].

2.2.3. Detector Muónico

El motivo por el cual un electrón pierde energía en el calorímetro electrónico es por el proceso Bremsstrahlung. La energía perdida es inversamente proporcional al cuadrado de la masa de la partícula.

Debido a la diferencia en escala de masas entre el electrón y el muón, siendo este último 200 veces más pesado, el uso de la emisión de bremsstrahlung no es apta para la detección del muón [22].

Para este tipo de partículas masivas, la pérdida de energía por distancia se logra, principalmente, por la ionización:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{bremsstrahlung}}^{\text{muones}} \ll \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ionización}}^{\text{muones}} \quad (2.8)$$

Este proceso radioactivo causa que las partículas cargadas pesadas interactúen con los electrones del material del detector y las exciten o ionicen.

Es por este limitado efecto de ionización que el muón puede atravesar gran cantidad de material absorbente sin ser detectado. Asimismo, el muón no desintegra en el detector, puesto que tiene una vida media de $2,197 \cdot 10^{-6}$ segundos. Además, a las altas energías propias de un acelerador la importancia de los efectos en la ionización de las partículas con el medio disminuye [23].

Las razones anteriores impulsan la construcción de robustas cámaras de detección externas a los calorímetros que miden los observables relativos a los muones usando la curvatura de sus trayectorias bajo fuertes campos magnéticos.

2.3. Cantidades Reconstruídas en el LHC

El paso de las partículas por los detectores deja señales que permiten reconstruir las propiedades de estas. Los objetos reconstruibles son distintos para el LHC e ILC, pero a continuación asumiremos que son iguales por simplicidad. Algunos de los más importantes y útiles para la búsqueda de este trabajo son explicados y se dividen en observables y cantidades geométricas [24].

En primer lugar, para revisar los observables es menester indicar que la convención indica que la componente z indica la dirección de movimiento del haz de partículas en el detector. Esto implica que las componentes transversales se ubican en los ejes x e y .

Para trabajar con cantidades invariantes bajo cambios de sistema de referencia, laboratorio o de la partícula, se estudian los siguientes observables transversales:

2.3.1. Momentum Transversal

Se define como **momentum transversal** a los componentes x e y del momentum, es decir p_x y p_y . A continuación, se expresa el vector, junto con su representación escalar.

$$\vec{p}_T \equiv (p_x, p_y), \quad p_T \equiv |\vec{p}_T| \quad (2.9)$$

2.3.2. Missing Transverse Energy

La energía de las partículas que no interactúan con ninguna sección del detector se denomina **missing transverse energy (MET)**, una cantidad escalar que se

halla usando la conservación del momentum. Esta cantidad es especialmente útil para el estudio de neutrinos y se define usando el concepto análogo de **missing transverse momentum**:

$$\vec{\cancel{p}}_T \equiv - \sum_i \vec{p}_{T_i} \quad (2.10)$$

Donde \vec{p}_{T_i} representa el momentum transversal de la partícula i que sí pudo ser medida y la suma va sobre todas las partículas medidas. Usando esta expresión, finalmente, el MET queda como lo siguiente:

$$E_T \equiv |\vec{\cancel{p}}_T| \quad (2.11)$$

2.3.3. Masa Invariante (*Invariant Mass*)

Otra cantidad de interés es la **masa invariante**. La detección de partículas de corto tiempo de vida o que interactúan débilmente se logra debido a la medición de su decaimiento en partículas que sí son medibles. La masa invariante reconstruye la masa de la partícula de interés y se define de la siguiente forma:

$$m_{objetos} = \left| \sum_{objeto\ i} p_i^\mu \right|^2 \quad (2.12)$$

En esta ecuación, la reconstrucción se logra a partir de la suma sobre las partículas que se cree que surgen de la partícula que ha desintegrado.

En segundo lugar, resulta importante tener resultados sobre variables que involucren la geometría del detector a modo de ubicar y clasificar las partículas;

los siguientes son las más importantes:

2.3.4. Pseudorapidity

La primera cantidad geométrica corresponde al **pseudorapidity** η , una función del ángulo polar θ que recorre de $-\infty$ a ∞ cuando θ varía de 0 a π , como se observa en la Figura 1 y se representa en la siguiente ecuación:

$$\eta \equiv \ln \cot \frac{\theta}{2} \quad (2.13)$$

También resulta útil la expresión usando la expansión de Taylor alrededor del punto $\theta = \frac{\pi}{2}$:

$$\eta \approx \frac{\pi}{2} - \theta \quad (2.14)$$

El pseudorapidity muestra qué tan lejos del vértice principal se encuentra la partícula con respecto al *beamline*.

2.3.5. Ángulo Azimutal

Para completar la descripción de la posición de una partícula en el detector, se requiere introducir el concepto de **ángulo azimutal** ϕ , cuyo dominio va en el plano ortogonal al del *beamline*, $[0, 2\pi]$, e indica la dirección de la trayectoria en el detector. Esta cantidad invariante bajo *boost* se define en términos de los componentes transversales del momentum, p_x y p_y :

$$\phi \equiv \tan^{-1} \frac{p_x}{p_y} \quad (2.15)$$

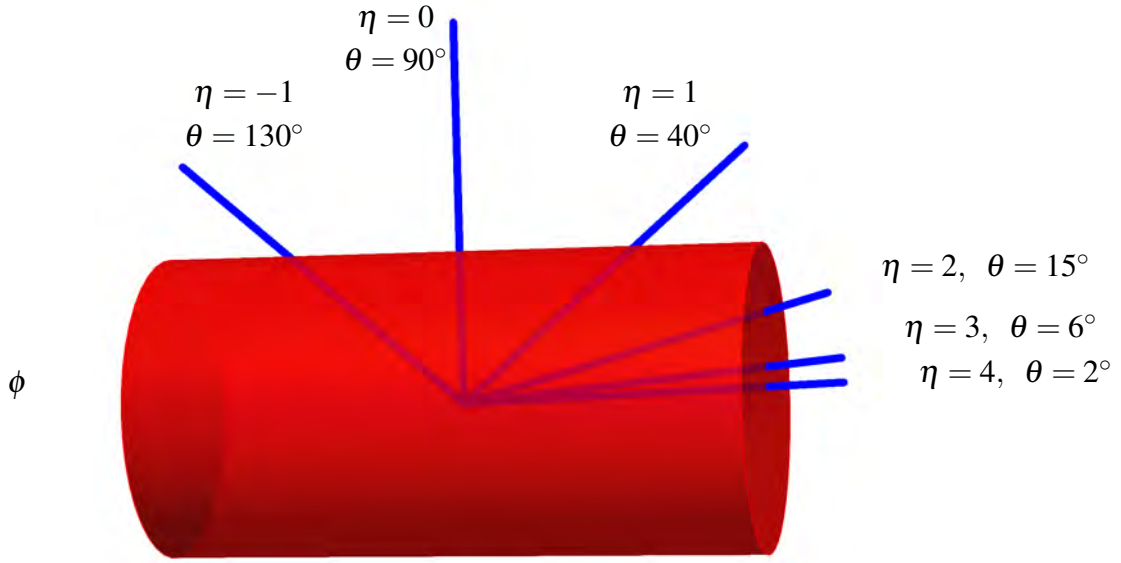


Figura 1: Pseudorapidity η recorriendo de ∞ a $-\infty$ con centro en el lugar de la colisión. El ángulo azimutal ϕ gira en torno al *beamline*. Gráfico extraído de [24].

2.3.6. Separación Angular

Las cantidades geométricas antes descritas brindan un cálculo dependiente del sistema de referencia, por lo que, para obtener una cantidad invariante se usa la **separación angular** ΔR . La separación angular relaciona la posición geométrica de dos partículas y es invariante bajo *boost*. En su definición se usan las diferencias de pseudorapidity y ángulo azimutal, quedando de la siguiente forma:

$$\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} \quad (2.16)$$

Capítulo 3

Herramientas de Simulación y Análisis

Una vez tenemos el lagrangiano del modelo que deseamos evaluar, este pasa por un proceso para que la información pueda ser extraída, manipulada y usada en simulaciones de colisionadores.

La identificación de los parámetros del lagrangiano y la extracción de sus interacciones se logra con SARAH [25], un programa de Mathematica que genera módulos compilables y un archivo tipo Universal FeynRules Output (UFO).

En primer lugar, los módulos compilables representan un código fuente que se compilan en SPheno, programa del que se darán más detalles en la siguiente sección.

En segundo lugar, el archivo UFO traduce la información del modelo para poder vincularlo con programas generadores de elementos de matriz, como MadGraph5_aMC@NLO [26, 27].

3.1. SPheno

Una vez realizada la identificación de parámetros por SARAH del modelo de interés, SPheno, escrito en Fortran90, toma dichos parámetros y calcula las matrices de masa, en donde está incluida la información del espectro y el *mixing*, y las anchuras parciales de desintegración, donde se accede a la anchura total Γ y los *branching ratios* [28]. El archivo *output* se puede tomar como un `param_card.dat` para MadGraph5_aMC@NLO.

3.2. MadGraph5_aMC@NLO

MadGraph5_aMC@NLO es un simulador Monte Carlo de colisionadores de partículas que permite la recepción de modelos mediante los dos archivos de salida antes mencionados de SARAH y SPheno y calcula la sección de choque a nivel partónico [29]. Con esta información se simulan eventos propios de colisionadores de hadrones, como el LHC, o colisionadores lineales, como el ILC, usando el SM o modelos BSM. El output de MadGraph5_aMC@NLO ingresa a Pythia8.

3.3. Pythia8

Pythia8 es un programa escrito en C++ que a partir de la generación de los estados finales proporcionado por MadGraph5_aMC@NLO se encarga de realizar el *Parton Shower*, que es un proceso de radiación de quarks y gluones a partir de los partones [30].

Este programa también se encarga de la hadronización, un proceso que forma de bariones y, en su mayoría, mesones, como el pión a partir de los partones finales. Estos datos brindados por el Monte Carlo sirven de *input* para Delphes.

3.4. Delphes

Delphes logra una simulación de los detectores de colisionadores [31]. La simulación reconstruye las medidas de los detectores discutidos en la Sección 2.2 brindando datos sobre las cantidades de interés detalladas en esa misma sección para la reconstrucción de jets, electrones, muones, taus y fotones aislados y; por ende, también reconstruye la *missing energy*.

3.5. FastJet

Dados los datos de la hadronización de Pythia, FastJet implementa el *Jet Clustering Algorithm*. Este método revisa aquellos partones que cumplan una correlación de dirección en el espacio de coordenadas momentum y, determinando que provienen de una misma partícula, los agrupa para etiquetarlos como un Jet [32]. Así se reduce la gran cantidad de hadrones a pocos jets.

En este análisis se generaron 10 000 eventos colisionando un par electrón positrón. El canal simulado requiere una generación de un bosón Z y un Higgs. Luego nos concentramos en el caso del Z decayendo a un par electrón positrón y el Higgs decayendo en un neutrino ligero y en un neutrino pesado. En este caso, tomamos el neutrino N_4 , cuya masa corresponde a 15 GeV. El diagrama

de Feynman del proceso se muestra en la Figura 2 y se está omitiendo aquellos procesos con acoplamiento del Higgs a e^+ y e^- por tener un aporte ínfimo.

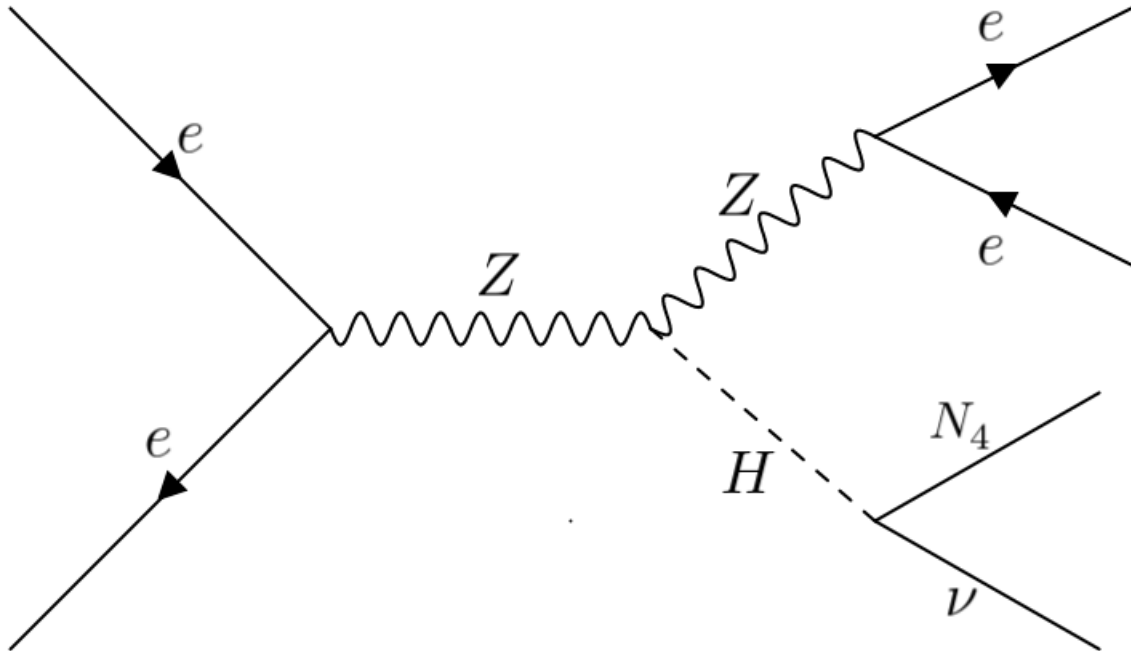


Figura 2: Diagrama de Feynman del proceso generado por MadGraph5_aMC@NLO

Como se mencionó en el Marco Teórico, no se puede detectar directamente el neutrino pesado debido a que es eléctricamente neutro. Es por esto que se buscan señales de su decaimiento en un muón y quarks, que en la parte reconstruida se detectan como Jets.

El modelo importado a MadGraph5_aMC@NLO corresponde al desarrollado en la Sección 2.1. En la Tabla 3.1 se muestra la distribución de masa usada en SPheno, cuyos valores fueron motivados debido a la literatura sobre este tema [15, 33].

Además, tal y como se detalló en la Sección 2.1, se está acrecentando el γ , lo cual equivale a obtener mezclas grandes para el N_4 y N_5 . Este comportamiento se evidencia en la Tabla 3.2, donde se muestran los valores aumentados

para la mezcla activo 4 y 5 del componente imaginario. También cabe denotar la notación de SPheno para la representación de la matriz de mezcla: el término de masa es el primero y el segundo corresponde al término de interacción: $U_{masa,interacción}^{SPheno}$.

Cuadro 3.1: Masas propuestas para los neutrinos pesados

Masa N_4	$1,5001 \cdot 10^1 \text{ GeV}$
Masa N_5	$1,5000 \cdot 10^1 \text{ GeV}$

Cuadro 3.2: Componentes imaginarios de la matriz de mezcla

Masa $U_{4,e}$	$-4,1223 \cdot 10^{-4}$
Masa $U_{4,mu}$	$-1,8243 \cdot 10^{-3}$
Masa $U_{4,tau}$	$-2,0169 \cdot 10^{-3}$
Masa $U_{5,e}$	$-7,6216 \cdot 10^{-4}$
Masa $U_{5,mu}$	$-7,8752 \cdot 10^{-4}$
Masa $U_{5,tau}$	$8,6812 \cdot 10^{-4}$

3.6. MadAnalysis 5

En un experimento se requiere una distinción entre la señal, formada por los estados finales del proceso de interés, y el ruido, también llamado *background*, formado por estados finales similares. Existen dos tipos de *background*: reducible e irreducible.

El *background* reducible se da cuando el estado final es similar en contenido de partículas finales, usualmente se da por fallos asociados al detector. Este *background* se puede reducir con una mejora en los detectores.

El *background* irreducible se da debido a la medición de estados finales indistinguibles en contenido de partículas del estado final de interés.

Debido a este ruido, se busca caracterizar las regiones de señal y ruido aso-

ciándoles intervalos para las medidas de los observables descritos en la Sección 2.3: P_T , η , M_{eff} .

Sin embargo, siempre existirá ruido en la región de señal, pero si la caracterización del *background* se hizo correctamente, se podrá estimar la contaminación de esta la región de señal vía extrapolación.

El software de análisis de colisiones de partículas MadAnalysis 5 es una estructura basada en C++ que permite realizar cortes, análogos a los experimentales, a modo de filtrar los eventos para definir la región de señal [34, 35]. Un corte es aquella característica que debe satisfacer el evento para formar parte del *signal region*. De no cumplir esta característica, el evento forma parte del *background region*. MadAnalysis 5 permite verificar la eficacia de estos cortes mediante un archivo llamado *cutflow*. Un trigger es un caso específico de un corte, pero este fundamenta su aplicación en el caso experimental, debido a que la información que generan los colisionadores es inmensa y solo se guardan en la memoria aquellos eventos que cumplan esta característica. También se pueden crear histogramas con las cantidades de interés explicadas en la Sección 2.3.

MadAnalysis 5 permite el análisis en los dos niveles mencionados en la sección anterior: Parte Monte Carlo y Parte Reconstruida. Como la información recolectada por la simulación de los detectores está lejos de ser completa, resulta útil implementar ambos niveles para un evento de interés.

Este software brinda dos modos de análisis: Modo Normal y Modo Experto. Por un lado, el Modo Normal consiste en una interfaz de Python que permite extraer información con un análisis preimplementado y se logran obtener re-

sultados rápidos. Por otro lado, el Modo Experto, con una interfase de C++, posibilita personalizar el análisis, mediante la elección de cortes, y los histogramas graficados. Para este trabajo se usó el modo experto.



Capítulo 4

Resultados

4.1. Parte Reconstruida

Al analizar el cutflow brindado por MadAnalysis, se puede observar la disminución de eventos que implica la imposición del trigger y, luego, de cada corte. Tal y como se muestra en la Tabla 4.1, los eventos que logran pasar el corte que exige la existencia de al menos un muón son relativamente bajos a comparación de los eventos generales.

Cuadro 4.1: Eventos que pasaron el trigger y cortes impuestos

Número inicial de eventos		9998
Trigger	$p_{lT} > 27 \text{ GeV}$	8421
1 ^{er} corte	Tener al menos un par electrón positrón	6447
2 ^{do} corte	Tener al menos un muón	875
3 ^{er} corte	$p_{e_{\text{leading}}T} > 10 \text{ GeV}$	841
4 ^{to} corte	$p_{\mu_{\text{leading}}T} > 10 \text{ GeV}$	668
5 ^{to} corte	$85 \text{ GeV} < p_{e^+e^-} < 95 \text{ GeV}$	662

Con estos cortes impuestos, la efectividad de las regiones establecidas queda denotada en la Tabla 4.2.

Esta carencia de datos evidencia problemas en la reconstrucción del evento por

Cuadro 4.2: Eventos en las regiones de análisis

SR I	1 muón y 0 jets	662 eventos
SR II	1 muón y 1 jet	6 eventos
SR III	1 muón y 2 o más jets	0 eventos

la clara falta de muones y jets, los cuales corresponden a los componentes del decaimiento más probable del neutrino pesado.

Ante esto, se proponen 3 explicaciones sobre por qué no se logra este cometido:

La primera posibilidad en consideración es que los muones o jets no son reconstruidos debido a que tienen una energía baja.

La segunda posibilidad puede ser debido a que la trayectoria del muón o jet está alrededor del *beamline*; esto sucede puesto que a partir de $|\eta| > 3$ ya no se logra la reconstrucción.

La tercera posibilidad es que como el neutrino está muy *boosteado*, puede suceder que los productos de la desintegración estén muy colimados. Esto daría una separación angular ΔR pequeña e impediría un aislamiento de los productos de la desintegración.

La prueba de las opciones anteriores motivan el análisis en el nivel Monte Carlo, donde podemos acceder a la información general para compararla y corroborar las hipótesis anteriores.

4.2. Parte Monte Carlo

Es importante notar que se para esta sección se analiza el pión ($\pi^+ \pi^-$) más energético en lugar del jet debido que MadAnalysis no permite acceder a la

reconstrucción de los jets en el nivel de análisis Monte Carlo. Es un análisis válido porque, como se explicó en la Sección de FastJet, los componentes de los jets en su mayoría son piones.

A modo de evaluar la primera hipótesis, mostramos el análisis del PT del muón y el PT del pión en la Figura 3 y en la Figura 4, respectivamente. También detallaremos en la Tabla 4.3 el porcentaje de muones que pasan los cortes impuestos de $PT < 27$ GeV y de $PT < 10$ GeV y en la Tabla 4.4 el porcentaje de piones que pasa el corte impuesto por FastJet: $PT > 20$ GeV.

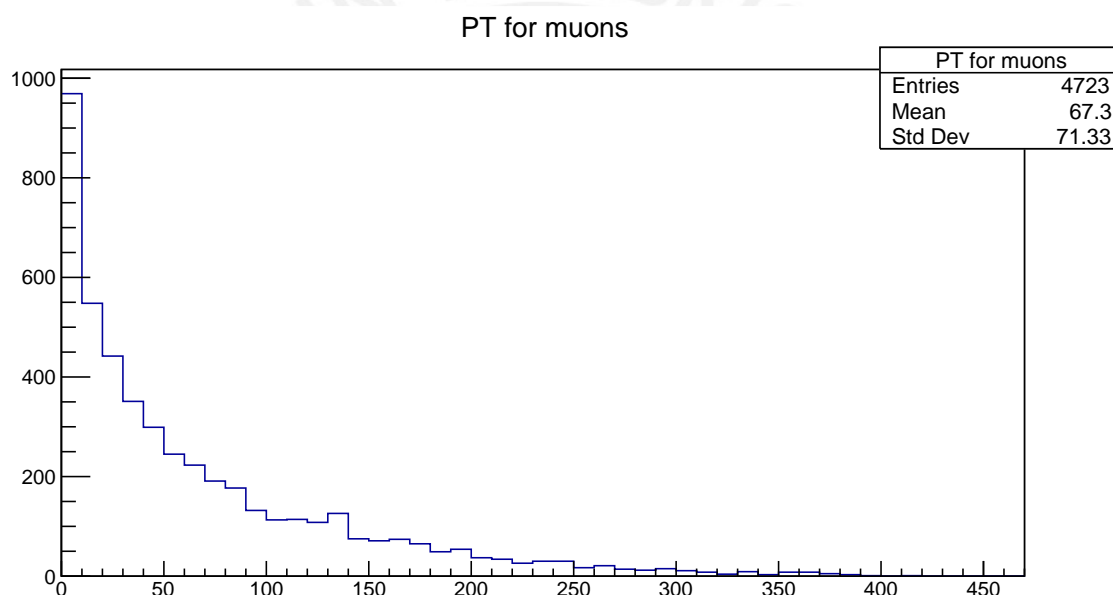


Figura 3: Histograma del momentum transversal del muón leading para la parte del Monte Carlo.

Cuadro 4.3: Porcentaje de eventos con muones bajo cortes en el PT

Número de eventos con muones	4723	100%
Eventos con PT(mu leading) < 27 GeV	1758	37.22%
Eventos con PT(mu leading) < 10 GeV	969	20.52%

De la gráfica del PT se aprecia que a pesar de contar con un pico en 0 en el

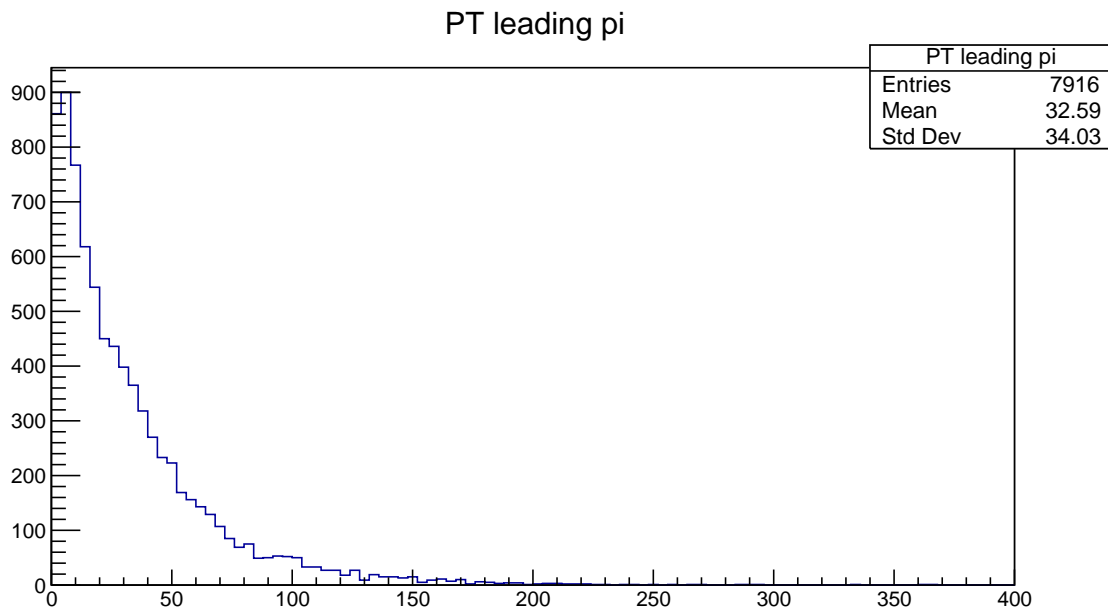


Figura 4: Histograma del momentum transversal del pi3n leading para la parte del Monte Carlo.

Cuadro 4.4: Porcentaje de eventos con piones bajo cortes en el PT

N3mero de eventos con piones	7916	100%
Eventos con $PT(\pi \text{ leading}) > 20 \text{ GeV}$	4226	53.39%

caso de los muones y piones, el porcentaje de eventos que s3 pasa los cortes impuestos resulta mayor en ambos casos. Esto implica que existe un descarte de eventos, pero no es la raz3n que explica la poca cantidad de resultados. Debido a lo anterior, se puede comprobar que la primera posibilidad no corresponde al motivo de la incongruencia.

Para la segunda hip3tesis basta con graficar el Pseudorapidity para comprobar si es que el mu3n o el pi3n se encuentran alrededor del *beamline* como se plantea. Estos gr3ficos se pueden ver en las Figuras 5 y 6 para el mu3n y el pi3n, respectivamente.

En este caso, apreciamos que el valor medio para el Pseudorapidity del mu3n

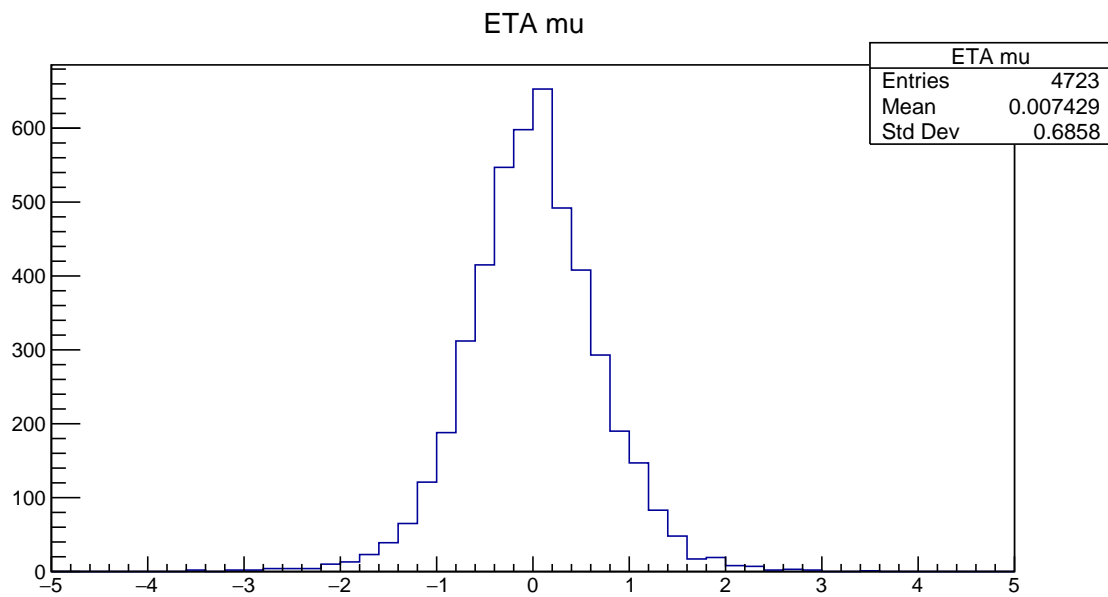


Figura 5: Histograma del pseudorapidity del muón para la parte Monte Carlo.

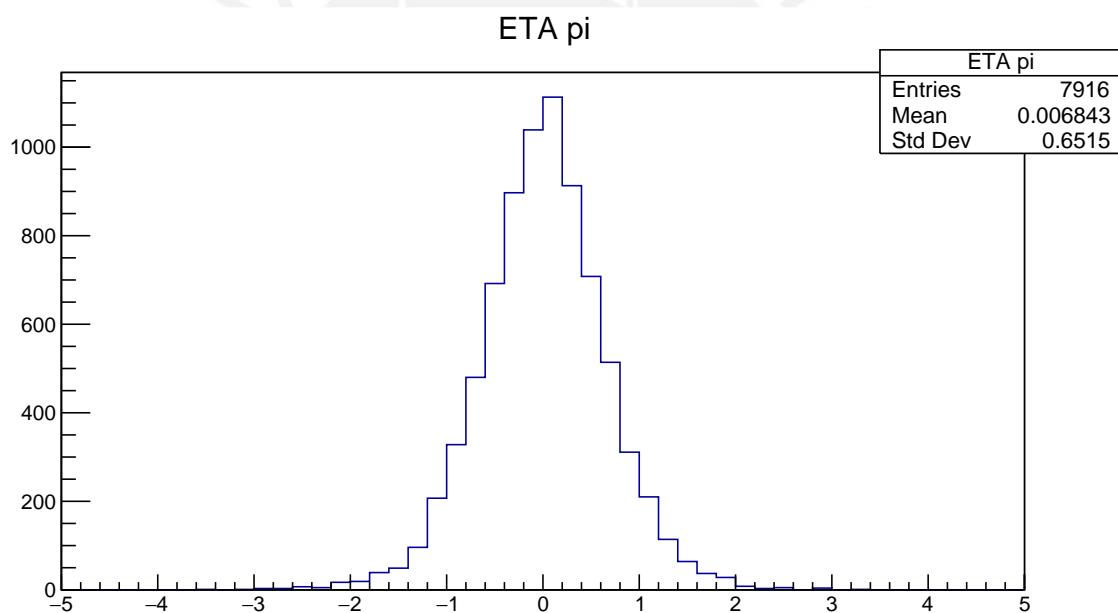


Figura 6: Histograma del pseudorapidity del pión para la parte Monte Carlo.

y el pión está alrededor de 0,0. Como se pudo ver en la Figura 1, este valor indica una dirección con tendencia perpendicular al colisionador, por lo que ninguna de las dos partículas tuvo problemas en llegar al detector. Queda invalidada, entonces, la segunda hipótesis.

Para la evaluar la tercera posibilidad, se analizará el nivel de aislamiento del muón y el pión más energéticos, graficando su valor de separación angular ΔR . La gráfica para este caso se muestra en la Figura 7.

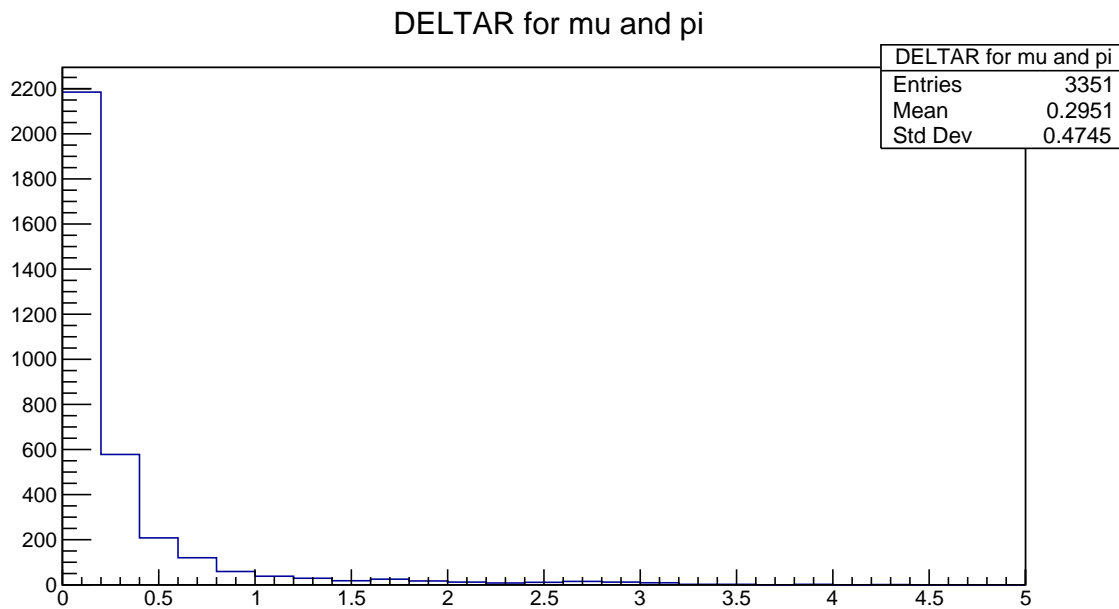


Figura 7: Histograma de la separación angular entre el muón y el pión más energéticos para la parte Monte Carlo.

Cuadro 4.5: Porcentaje de eventos con bajo un corte $\Delta R > 0,4$

Número de eventos con muones y piones	3351	100%
Eventos con $\Delta R > 0,4$	588	17.55%

Aquí se observa que ambas partículas no están aisladas en los eventos. Debido a la naturaleza de su medición, la reconstrucción del muón solo se logra cuando este está aislado. En general, para medir una partícula aislada, se requiere un $\Delta R > 0,4$ y, como se observa en la Tabla 4.5, el porcentaje de eventos que pasa es ínfimo y congruente con el número de eventos medidos en la Parte Reconstruida después de aplicar los cortes. En este caso, no hay posibilidad de distinguir si el muón proviene del *parton shower* o de la desintegración del

neutrino pesado.



Capítulo 5

Discusiones y Conclusiones

Se ha evaluado la posibilidad de detectar los decaimientos del neutrino pesado en una colisión e^-e^+ originada en el ILC siguiendo el modelo Type I Seesaw para el caso mínimo $3+2$. El canal escogido para esta observación fue $e^-e^+ \rightarrow Zh$, con $Z \rightarrow e^-e^+$ y $h \rightarrow \nu N_4$.

El proceso para obtener los datos comenzó con el módulo compilado por SPheno y el archivo UFO que se ingresa a MadGraph5_aMC@NLO, ambos generados por SARAH. El simulador MadGraph5_aMC@NLO se encargó de calcular la sección de choque a nivel partónico y el *output* se ingresó en Pythia8, en donde se realizó el *Parton Shower*. Luego, se quería una simulación de los detectores, por lo que Delphes usó el resultado anterior para este cometido. Finalmente, FastJet implementó el *Jet Clustering Algorithm*.

En el análisis de estos datos se esperaba, debido a las restricciones del decaimiento en electrón, que el neutrino N_4 decayera, principalmente, en muón y quarks. La simulación de los detectores brindó, sin embargo, una falta de mediciones de los decaimientos mencionados.

Ante esto, se formularon tres hipótesis del por qué no se medían las y partículas

esperadas a pesar de formar parte del decaimiento más favorable.

Las dos primeras hipótesis involucraban una falta de mediciones debido a la baja energía de las partículas y una trayectoria cuyo η elevado impedía la medición.

La tercera hipótesis planteaba que la dificultad de la reconstrucción se debía a la falta de aislamiento en las partículas debido a un ΔR pequeño.

Para poner a prueba estas hipótesis se incluyó un análisis de los datos generados por el Monte Carlo, los cuales son independientes de lo reconstruido por los detectores.

Este análisis permitió rechazar las dos primeras hipótesis y confirmar la tercera. Además de demostrar la utilidad de analizar ambos niveles de las simulaciones, se demostró que, para este canal y espacio de parámetros en particular, analizar el decaimiento del neutrino pesado en muón y jets es inviable debido a la carencia en la capacidad de medición por la colimación de los productos; lo cual causa la falta de distinción de muones generados en esta desintegración con los generados por el *parton shower*.

Bibliografía

- [1] T. AOYAMA, ET AL., 2012. “Tenth-order qed contribution to the electron $g-2$ and an improved value of the fine structure constant”. *Phys. Rev. Lett.* 109:111807. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.109.111807>.
- [2] G. AAD, ET AL., 2012. “Observation of a new particle in the search for the standard model higgs boson with the atlas detector at the lhc”. *Physics Letters B* 716(1):1. ISSN 0370-2693. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S037026931200857X>.
- [3] S. CHATRCHYAN, ET AL., 2012. “Observation of a new boson at a mass of 125 gev with the cms experiment at the lhc”. *Physics Letters B* 716(1):30. ISSN 0370-2693. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269312008581>.
- [4] A. SALAM, J. WARD, 1964. “Electromagnetic and weak interactions”. *Physics Letters* 13(2):168. ISSN 0031-9163. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0031916364907115>.
- [5] S. WEINBERG, 1967. “A model of leptons”. *Phys. Rev. Lett.* 19:1264. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.19.1264>.

- [6] S. WEINBERG, 1972. “Effects of a neutral intermediate boson in semileptonic processes”. *Phys. Rev. D* 5:1412. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.5.1412>.
- [7] H. FRITZSCH, ET AL., 1973. “Advantages of the color octet gluon picture”. *Physics Letters B* 47(4):365. ISSN 0370-2693. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269373906254>.
- [8] P. MINKOWSKI, 1977. “ $\mu \rightarrow e$ at a rate of one out of 10⁹ muon decays?” *Physics Letters B* 67(4):421. ISSN 0370-2693. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/037026937790435X>.
- [9] M. GELL-MANN, ET AL., 2010. “Complex spinors and unified theories”. *Murray Gell-Mann* pág. 266–272.
- [10] T. YANAGIDA, 1979. “Horizontal gauge symmetry and masses of neutrinos”. *Conf. Proc. C* 7902131:95.
- [11] R. N. MOHAPATRA, G. SENJANOVIĆ, 1980. “Neutrino mass and spontaneous parity nonconservation”. *Phys. Rev. Lett.* 44:912. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.44.912>.
- [12] Y. CAI, ET AL., 2018. “Lepton number violation: Seesaw models and their collider tests”. *Frontiers in Physics* 6. ISSN 2296-424X. URL <https://www.frontiersin.org/articles/10.3389/fphy.2018.00040>.
- [13] J. CASAS, A. IBARRA, 2001. “Oscillating neutrinos and $\mu \rightarrow e$,”. *Nuclear Physics B* 618(1-2):171. URL [https://doi.org/10.1016/S0550-3213\(01\)2900475-8](https://doi.org/10.1016/S0550-3213(01)2900475-8).

- [14] A. DONINI, ET AL., 2012. “The minimal 3 2 neutrino model versus oscillation anomalies”. *Journal of High Energy Physics* 2012(7). URL <https://doi.org/10.1007%2Fjhep07%282012%29161>.
- [15] A. M. GAGO, ET AL., 2015. “Probing the type i seesaw mechanism with displaced vertices at the lhc”. URL <https://arxiv.org/abs/1505.05880>.
- [16] P. BAMBADE, ET AL. “The international linear collider: A global project” URL <https://www.osti.gov/biblio/1527401>.
- [17] H. ABRAMOWICZ, ET AL. (ILD), 2019. “The ILD detector at the ILC” 1912.04601.
- [18] J. MASIAS, ET AL., 2021. “Resolving a challenging supersymmetric low-scale seesaw scenario at the ilc”. *Phys. Rev. D* 103:115028. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.103.115028>.
- [19] E. SICKING, R. STRÖM, 2020. “From precision physics to the energy frontier with the compact linear collider”. *Nature Physics* 16(4):386. URL <https://doi.org/10.1038%2Fs41567-020-0834-8>.
- [20] D. ASNER, ET AL., 2013. “ILC Higgs White Paper”. *Informe técnico*. Comments: 143 pages, 77 figures, Snowmass 2013, 1310.0763, URL <http://cds.cern.ch/record/1605366>.
- [21] L. CERRITO, 2017. Electromagnetic and Hadronic Showers: Calorimeters, Springer International Publishing, Cham, págs. 171–

185. ISBN 978-3-319-53181-6. URL https://doi.org/10.1007/978-3-319-53181-6_10.
- [22] M. LIVAN, R. WIGMANS, 2019. *Interactions of Particles with Matter*, Springer International Publishing, Cham, págs. 31–51. ISBN 978-3-030-23653-3. URL https://doi.org/10.1007/978-3-030-23653-3_2.
- [23] R. L. WORKMAN, OTHERS (Particle Data Group), 2022. “Review of Particle Physics”. *PTEP* 2022:083C01.
- [24] M. D. SCHWARTZ. TASI Lectures on Collider Physics, capítulo Chapter 2, págs. 65–100. https://www.worldscientific.com/doi/pdf/10.1142/9789813233348_0002, URL https://www.worldscientific.com/doi/abs/10.1142/9789813233348_0002.
- [25] F. STAUB, 2015. “Exploring new models in all detail withttSARAH/tt”. *Advances in High Energy Physics* 2015:1. URL <https://doi.org/10.1155%2F2015%2F840780>.
- [26] C. DEGRANDE, ET AL., 2012. “UFO – the universal FeynRules output”. *Computer Physics Communications* 183(6):1201. URL <https://doi.org/10.1016%2Fj.cpc.2012.01.022>.
- [27] F. STAUB, 2013. “SARAH 3.2: Dirac gauginos, UFO output, and more”. *Computer Physics Communications* 184(7):1792. URL <https://doi.org/10.1016%2Fj.cpc.2013.02.019>.
- [28] W. POROD, 2003. “SPHeno, a program for calculating supersymmetric spectra, SUSY particle decays and SUSY particle production at ee- co-

- lliders”. *Computer Physics Communications* 153(2):275. URL <https://doi.org/10.1016%2Fs0010-4655%2803%2900222-4>.
- [29] J. ALWALL, ET AL., 2014. “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* 2014(7). URL <https://doi.org/10.1007%2Fjhep07%282014%29079>.
- [30] T. SJÖSTRAND, ET AL., 2015. “An introduction to PYTHIA 8.2”. *Computer Physics Communications* 191:159. URL <https://doi.org/10.1016%2Fj.cpc.2015.01.024>.
- [31] J. DE FAVEREAU, ET AL., 2014. “DELPHES 3: a modular framework for fast simulation of a generic collider experiment”. *Journal of High Energy Physics* 2014(2). URL <https://doi.org/10.1007%2Fjhep02%282014%29057>.
- [32] M. CACCIARI, ET AL., 2012. “FastJet user manual”. *The European Physical Journal C* 72(3). URL <https://doi.org/10.1140%2Fepjc%2Fs10052-012-1896-2>.
- [33] P. HERNÁNDEZ, ET AL., 2019. “Majorana vs pseudo-dirac neutrinos at the ILC”. *The European Physical Journal C* 79(3). URL <https://doi.org/10.1140%2Fepjc%2Fs10052-019-6728-1>.
- [34] E. CONTE, ET AL., 2013. “MadAnalysis 5, a user-friendly framework for collider phenomenology”. *Computer Physics Communica-*

tions 184(1):222. URL <https://doi.org/10.1016%2Fj.cpc.2012.09.009>.

- [35] E. CONTE, B. FUKS, 2018. “Confronting new physics theories to LHC data with MADANALYSIS 5”. *International Journal of Modern Physics A* 33(28):1830027. URL <https://doi.org/10.1142%2Fs0217751x18300272>.

