



UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE SAN LUIS POTOSÍ

INSTITUTO DE FÍSICA

BÚSQUEDA DE PRODUCCIÓN DE NEUTRINOS PESADOS  
EN DECAIMIENTOS DE PION A POSITRÓN

TESIS

QUE PARA OBTENER EL GRADO DE:

MAESTRO EN CIENCIAS (FÍSICA)

PRESENTA:

Fís. Alejandro Briano Olvera

ASESOR DE TESIS

Dr. Jürgen Engelfried

San Luis Potosí, S.L.P.

Enero 2022

# Abstract

A search for heavy neutral lepton (N) production in  $\pi^+$  decays to  $e^+$  using data collected by the NA62 experiment at CERN in 2016-2018 is reported. Upper limits of the extended neutrino mixing parameter  $|U_{e4}|^2$  are established at the level of  $10^{-8}$  for most masses in the search range 60-125 MeV/ $c^2$ , assuming that the life time exceeds 50 ns. The results are comparable to the order of previous experiments designed to identify pions.

# Resumen

Una búsqueda en la producción de neutrinos pesados (N) en decaimientos de  $\pi^+$  a  $e^+$  usando los datos recolectados por el experimento NA62 en CERN en 2016-2018 es reportado. Límites superiores en el parámetro de mezcla extendido  $|U_{e4}|^2$  son establecidos al nivel de  $10^{-8}$  en la mayoría de masas en el rango de búsqueda 60-125 MeV/ $c^2$ , asumiendo que el tiempo de vida excede los 50 ns. Los resultado son comparables al orden de experimentos anteriores diseñados en la identificación de piones.

# Agradecimientos

Primeramente quiero agradecer al **Dr. Jürgen Engelfried** por todos los conocimientos transmitidos para lograr este trabajo de tesis así como su gran paciencia. Por mandarme durante cinco semanas al CERN para hacer guardias dentro del experimento NA62 que fueron de gran ayuda para consolidar conocimientos y sobre todo seguir aprendiendo aún mas, siempre estaré infinitamente agradecido.

A **M.C. Nora Patricia Estrada Tristán** por siempre estar al tanto durante mi estadía en CERN desde México, y sobre todo por lanzarme a los leones durante situaciones difíciles en NA62 porque gracias a eso me toco echar a andar en una ocasión todo el experimento.

A **I.E Luz del Carmen Nuche Garza** principalmente por su preocupación y ayuda en mis cuestiones del posgrado, por siempre estar al tanto de todo en el laboratorio de altas energías y por las interminables platicas cada que iba al laboratorio.

A **L.E.S.D. José Limón Castillo** del centro de computo por su trabajo dentro del Instituto de Física y mas particularmente dentro del laboratorio de altas energías. Y sobre todo por hacer la mejor carnita asada que he probado en mi vida.

A mi madre, familiares y amigos por todo su apoyo y sus ánimos para lograr esta tesis.

A toda la colaboración de **NA62** por hacer posible el experimento con mucho trabajo duro y que gracias a ello hizo posible este trabajo.

Al **Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACyT)** por la beca que me otorgo para la realización de mis estudios de maestría y por el apoyo que este trabajo recibió a través del Fondo Sectorial de Investigación para la Educación SEP/CONACyT, proyecto 242139, y del proyecto "Participación de México en la Frontera de Física de Altas Energías en el CERN", CONACyT Proyectos de la Frontera número 2042.

# Índice general

<b>Introducción</b>	<b>1</b>
<b>1. Marco Teórico</b>	<b>3</b>
1.1. Neutrinos en el Modelo Estándar . . . . .	3
1.2. Oscilaciones de neutrinos . . . . .	5
1.2.1. Evidencia experimental . . . . .	6
1.2.2. Mezclas entre neutrinos y matriz de mezcla . . . . .	6
1.3. Neutrino Minimal Standard Model ( $\nu$ MSM) . . . . .	7
1.4. Razón de decaimiento de $\pi^+$ y $K^+$ que involucran N en el estado final . . . . .	8
1.5. Estatus experimental de búsqueda de neutrinos pesados en decaimientos leptónicos de $\pi^+$ y $K^+$ . . . . .	9
<b>2. Experimento NA62</b>	<b>11</b>
2.1. Línea del haz . . . . .	11
2.2. Detectores . . . . .	18
2.2.1. Kaon Tagger (KTAG) . . . . .	18
2.2.2. Beam spectrometer (GTK) . . . . .	18
2.2.3. Charged anti-coincidence detector (CHANTI) . . . . .	19
2.2.4. Straw spectrometer (STRAW) . . . . .	20
2.2.5. Large-angle veto system (LAV) . . . . .	21
2.2.6. Liquid Krypton calorimeter (LKr) . . . . .	21
2.2.7. Small-angle veto system (SAV) . . . . .	22
2.2.8. Ring Imaging Cherenkov Counter (RICH) . . . . .	24
2.2.9. Charged particle hodoscopes . . . . .	25
2.2.10. Hadron Calorimeter (MUV1, MUV2) . . . . .	25
2.2.11. Fast Muon Veto (MUV3) . . . . .	25
2.2.12. Peripheral muon veto (MUV0) . . . . .	26

2.2.13. Hadronic Sampling Calorimeter (HASC) . . . . .	26
2.3. Trigger and data acquisition system (TDAQ) . . . . .	26
2.3.1. L0 hardware trigger . . . . .	27
2.3.2. High level triggers (HLT) . . . . .	28
2.4. NA62 framework . . . . .	28
<b>3. Criterios para la selección de eventos</b>	<b>29</b>
3.1. Selección de eventos en datos . . . . .	31
3.2. Selección de eventos en simulaciones . . . . .	32
3.2.1. Aceptancia . . . . .	33
<b>4. Evaluación de ruido</b>	<b>36</b>
4.1. Normalización al decaimiento $\pi^+ \rightarrow e^+\nu_e$ . . . . .	37
4.1.1. Obtención del número de decaimientos $\pi^+ \rightarrow e^+\nu_e$ en señal . . . . .	37
4.1.2. Obtención del número total de decaimientos de piones	39
4.2. Normalización al decaimiento $K^+ \rightarrow e^+\nu_e$ . . . . .	39
4.2.1. Obtención del número de decaimientos $K^+ \rightarrow e^+\nu_e$ en señal . . . . .	39
4.2.2. Obtención del número total de decaimientos de kaones	41
4.3. Fuentes de ruido . . . . .	41
4.3.1. Decaimientos debido a piones . . . . .	42
4.3.2. Decaimientos debido a kaones . . . . .	43
4.3.3. Decaimientos upstream . . . . .	44
4.3.4. Muon Halo . . . . .	44
4.4. Comparación de Datos con Simulaciones . . . . .	46
<b>5. Procedimiento de búsqueda</b>	<b>51</b>
5.1. Justificación de la búsqueda . . . . .	51
5.2. Single event sensitivity (SES) . . . . .	52
5.3. Uso de simulaciones de neutrinos pesados . . . . .	53
5.3.1. Obtención de aceptancias y resoluciones . . . . .	54
5.4. Procedimiento para la obtención de un límite superior en el parámetro de mezcla $ U_{e4} ^2$ . . . . .	57
5.4.1. Obtención de un límite superior en el número de even- tos en señal $N_S$ . . . . .	57
5.4.2. Cálculo del parámetro de mezcla $ U_{e4} ^2$ . . . . .	60

## ÍNDICE GENERAL

---

<b>6. Resultados y trabajo futuro</b>	<b>62</b>
6.1. Resultados y discusión . . . . .	62
6.2. Trabajo futuro . . . . .	62
6.3. Conclusión . . . . .	63
<b>A. Análisis cualitativo en la elección de los ajustes usados en la búsqueda de neutrinos pesados</b>	<b>66</b>
A.1. Criterios de elección en la región y el polinomio de ajuste . . .	66
A.1.1. Criterio de $\chi^2/ndf$ . . . . .	67
A.1.2. Criterio de ajuste exitoso . . . . .	68
A.1.3. Criterio de observación del gráfico $b_1/\delta b_1$ . . . . .	69
A.1.4. Conclusiones finales de los criterios impuestos . . . . .	71
<b>B. Análisis para la selección de eventos</b>	<b>72</b>
B.1. Código del análisis para la selección de eventos . . . . .	72
<b>C. Macros</b>	<b>81</b>
C.1. Macro análisis de ruido . . . . .	82
C.2. Macro procedimiento de búsqueda de neutrinos pesados . . . .	90
<b>Bibliografía</b>	<b>109</b>

# Introducción

El Modelo Estándar de física de partículas representa la mejor descripción actualmente disponible de los constituyentes fundamentales del universo así como de sus interacciones. Incluye las pruebas mas precisas, y experimentalmente confirmadas, sobre las predicciones del funcionamiento de la naturaleza. Sin embargo, no es suficiente para explicar todos los resultados experimentales y por lo tanto no es un modelo físico completo.

Un claro ejemplo de ello son las observaciones de las oscilaciones de neutrinos. Este fenómeno es una evidencia clara de que los neutrinos poseen masa y dentro del Modelo Estándar los neutrinos no la tienen. Las oscilaciones de neutrinos hasta el momento son el único fenómeno experimental sólido que va más allá del Modelo Estándar. Por lo que para agregar masa a los neutrinos éste se tiene que extender.

El mecanismo see-saw es un mecanismo de generación de masa de los neutrinos actualmente conocidos ( $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$ ,  $\nu_\tau$ ) mediante la introducción de neutrinos derechos o neutrinos pesados, así pues la masa pequeña de los tres neutrinos conocidos es debido a la gran masa de los neutrinos pesados.

El Neutrino Minimal Standard Model  $\nu$ MSM es una extensión al Modelo Estándar que resuelve el problema de las oscilaciones de neutrinos y sus masas, y que además explica materia oscura y bariogenesis, postulando dos neutrinos pesados en rango de masa  $\text{MeV}/c^2$  -  $\text{GeV}/c^2$  y un tercero en la escala de masa  $\text{keV}/c^2$  el cual es un candidato a materia oscura. Y en donde los neutrinos pesados en el rango de masa  $\text{MeV}/c^2$  -  $\text{GeV}/c^2$  pueden ser buscados vía decaimientos de pion y kaon.

En este contexto el experimento NA62 en CERN ofrece una oportunidad de búsqueda ya que cuenta con un haz que contiene tanto piones (70%) como kaones (6%) (el resto son protones). Debido a que el experimento está diseñado para la identificación de decaimientos de kaones, búsquedas de neutrinos pesados mediante el decaimiento de esta partícula ya se han

realizado y se han establecido límites superiores en los parámetros de mezcla  $|U_{e4}|^2$  y  $|U_{\mu4}|^2$ . Sin embargo a pesar de que el experimento cuenta con un gran flujo de piones aún no se ha hecho una búsqueda utilizando los decaimientos de piones.

Por este motivo en este trabajo se realizó una búsqueda en la producción de neutrinos pesados en el decaimiento  $\pi^+ \rightarrow e^+ N$  en el rango de masa ( $m_N$ ) 60-125 MeV/ $c^2$  usando los datos recolectados por el experimento NA62 en 2016-2018. Los resultados, en los que se asume un tiempo de vida que excede los 50 ns, son presentados como límites superiores en el parámetro de mezcla  $|U_{e4}|^2$  a un 90 % de nivel de confianza para un número de 113 hipótesis de masas.

Esta tesis esta dividida en 6 capítulos. En el primer capítulo se describe porqué dentro del Modelo Estándar los neutrinos no tienen masa y posteriormente se introducen las oscilaciones de neutrinos que constituye la evidencia experimental que es prueba de que los neutrinos poseen masa. Se introduce el  $\nu$ MSM como motivación para la búsqueda de neutrinos pesados, así como una razón de decaimiento esperada cuando se extiende el modelo de tres neutrinos a un cuarto que es pesado y se muestra el estatus experimental actual de búsqueda.

En el capítulo dos se hace una breve descripción del experimento NA62 con énfasis en la línea del haz y los detectores. Y al final se incluye una descripción general del trigger y el framework del experimento.

Los capítulos del tres al seis describen todo el trabajo que se realizó en la presente tesis. En el capítulo tres se dan los criterios de selección de eventos y se introduce el observable con el cual se trabajó. En el capítulo cuatro se hace una descripción del ruido. En el capítulo cinco se describe como fue hecho el procedimiento de búsqueda y finalmente en el capítulo seis se muestran los resultados obtenidos y se compararan con los resultados de un trabajo similar de otro experimento dedicado a la identificación de decaimientos de piones a diferencia de NA62 que es de kaones.

# Capítulo 1

## Marco Teórico

### 1.1. Neutrinos en el Modelo Estándar

El principio de simetría gauge es uno de los pilares de gran éxito de la física de partículas moderna porque establece una conexión entre simetrías locales (gauge) y fuerzas mediadas por partículas de spin 1. En el Modelo Estándar de física de partículas las interacciones fuerte, débil y electromagnética están conectadas bajo la simetría gauge  $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$  donde  $C$  significa color,  $L$  left-handedness y  $Y$  hipercarga. La simetría gauge del Modelo Estándar es espontáneamente rota en  $SU(3)_C \times U(1)_{EM}$  donde  $U(1)_{EM}$  acopla la carga electromagnética  $Q_{EM} = T_{L3} + Y$  ( $T_{L3}$  es el isospin débil el cual es el tercer generador de  $SU(2)_L$ ). El modelo explica todas las interacciones de los fermiones conocidos una vez ellos son asignados a una representación bien definida del grupo gauge.

En el Modelo Estándar, los neutrinos son fermiones que no tienen interacciones fuerte y electromagnética. Consecuentemente ellos son singletes del subgrupo  $SU(3)_C \times U(1)_{EM}$ . Ellos son parte de los dobletes leptónicos  $L_{L\ell} = \begin{pmatrix} \nu_\ell \\ \ell \end{pmatrix}_L$  donde  $f_L$  es el componente izquierdo (left-handed) del fermión  $f$ ,  $f_L = P_L f \equiv \frac{1-\gamma_5}{2} f$ . En lo que sigue nos referiremos como neutrinos activos a los neutrinos que son parte de éste doblete leptónico.

En el Modelo Estándar existe un neutrino activo por cada leptón cargado,  $\ell = e, \mu, \tau$ . La invarianza gauge  $SU(2)_L$  dicta la forma de las interacciones de corriente cargada débil entre los neutrinos y sus correspondientes leptones, y

de corriente neutral entre ellos mismos; escritas como:

$$- \mathcal{L}_{CC} = \frac{g}{\sqrt{2}} \sum_{\ell} \bar{\nu}_{L\ell} \gamma^{\mu} \ell_L^{-} W_{\mu}^{+} + h.c. \quad (1.1)$$

$$- \mathcal{L}_{NC} = \frac{g}{2 \cos \theta_W} \sum_{\ell} \bar{\nu}_{L\ell} \gamma^{\mu} \nu_{L\ell} Z_{\mu}^0 \quad (1.2)$$

Donde  $g$  es la constante de acoplamiento asociada a  $SU(2)$  y  $\theta_W$  es el ángulo de Weinberg.

Las ecuaciones (1.1) y (1.2) describen todas las interacciones de los neutrinos en el Modelo Estándar. En particular la ecuación (1.2) determina el ancho de decaimiento del bosón  $Z^0$  en estados de neutrinos ligeros ( $m_{\nu} \leq \frac{m_{Z^0}}{2}$ ). Así pues, de la medición del ancho de decaimiento total del  $Z^0$  uno puede inferir el número de tales estados. En el presente la medición implica  $N_{\nu} = 2.984 \pm 0,008$ . Como resultado cualquier extensión del Modelo Estándar debe contener tres, y solo tres, neutrinos ligeros activos.

Los neutrinos estériles se definen por no tener interacciones gauge del Modelo Estándar, ellos son singletes del grupo completo gauge del Modelo Estándar. Por lo tanto el Modelo Estándar, como teoría gauge capaz de describir todas las interacciones de partículas, no contiene neutrinos estériles.

El Modelo Estándar con su simetría gauge y su contenido requerido de partículas para las interacciones gauge, es decir, en la ausencia de singletes, respeta una simetría global accidental la cual no es impuesta pero aparece como consecuencia de la simetría gauge y de la representación de los campos de materia

$$G_{SM}^{global} = U(1)_B \times U(1)_{L_e} \times U(1)_{L_{\mu}} \times U(1)_{L_{\tau}} \quad (1.3)$$

donde  $U(1)_B$  es la simetría de número bariónico, y  $U(1)_{L_e, L_{\mu}, L_{\tau}}$  son las tres simetrías de sabor leptónico, el número leptónico total,  $L_e + L_{\mu} + L_{\tau}$ , es entonces también una simetría accidental ya que es un subgrupo de  $G_{SM}^{global}$ . Este hecho tiene consecuencias que son relevantes a la pregunta de la masa del neutrino.

En el Modelo Estándar las masas de los fermiones son generadas vía un acoplamiento de Yukawa del doblete escalar del Higgs  $\phi$  con un componente de fermión derecho e izquierdo, el primero es un singlete de  $SU(2)_L$  y el último es parte de un doblete. Para leptones uno puede construir dicho término acoplando los dobletes del leptón izquierdo  $L_L$  con los campos leptónicos derechos cargados  $E_R$

$$- \mathcal{L}_{Yukawa,lep} = Y_{ij}^{\ell} \bar{L}_{Li} \phi E_{Rj} + h.c. \quad (1.4)$$

Después del rompimiento espontáneo de simetría, esos términos conducen a las masas de los leptones cargados

$$m_{ij}^\ell = Y_{ij}^\ell \frac{v}{\sqrt{2}} \quad (1.5)$$

donde  $v$  es el valor esperado del vacío del campo de Higgs. Sin embargo, ya que el modelo no contiene neutrinos derechos no se puede construir tal interacción de Yukawa para los neutrinos, los cuales son consecuentemente sin masa a nivel del Lagrangiano.

En principio, un término de masa del neutrino puede ser generado a nivel de bucle (loop level). Con el contenido de partículas del Modelo Estándar el único término posible de masa de neutrinos que podría construirse es el bilinear  $\bar{L}_L L_L^C$ , donde  $L_L^C$  es el campo conjugado de carga,  $L_L^C = C \bar{L}_L^T$  y  $C$  es la matriz de conjugación de carga. Sin embargo éste término está prohibido en el Modelo Estándar debido a que viola la simetría leptónica total por dos unidades y por lo tanto no puede ser inducida por correcciones de bucle porque rompe la simetría accidental del modelo. También debido a que  $U(1)_{B-L}$  es un subgrupo no anómalo de  $G_{SM}^{global}$ , el término bilinear  $\bar{L}_L L_L^C$ , tampoco puede ser inducido por correcciones no perturbativas ya que rompe  $B - L$ .

Se concluye que dentro del Modelo Estándar los neutrinos no tienen masa. Consecuentemente uno debe de ir más allá del Modelo Estándar para agregar masa a los neutrinos.

## 1.2. Oscilaciones de neutrinos

Las oscilaciones de neutrinos son un proceso en el cual un neutrino de determinado sabor,  $\nu_\alpha$ , desarrolla un componente de neutrino de otro sabor,  $\nu_\beta$ , donde  $\alpha, \beta = e, \mu, \tau$  y  $\alpha \neq \beta$ .

La idea de las masas de los neutrinos, mezclas y oscilaciones fue propuesta primeramente por Pontecorvo [1] en 1957, a pesar de que en ese tiempo solo era conocido un solo tipo de neutrino. En 1962, Maki, Nakagawa y Sakata [2] introdujeron las mezclas entre dos neutrinos. Y en 1967, Pontecorvo [3] discutió la posibilidad de observar oscilaciones de neutrinos provenientes del sol.

### 1.2.1. Evidencia experimental

La primer evidencia experimental fue debido al experimento Homestake [4][5] en la década de 1960. Su propósito fue coleccionar y contar los neutrinos emitidos por el sol debido a la fusión nuclear en su interior. El experimento fue el primero en detectar y contar de manera exitosa los neutrinos provenientes del sol (neutrinos solares) sin embargo el flujo de neutrinos solares detectados fue menor que la predicción teórica [6], esta discrepancia entre los resultados y la predicción teórica fue conocida como el problema de los neutrinos solares (solar neutrino puzzle).

Posteriormente, el descubrimiento de oscilaciones de neutrinos fue confirmado a través de observaciones de neutrinos atmosféricos en Kamiokande [7][8][9], SOUDAN [10], SuperKamiokande [11], neutrinos solares en Super-K [12][13][14], SAGE [15], BOREXino [16][17], Gallex/GNO [18], SNO [19] y reactores de antineutrinos en KamLAND [20], Daya Bay [21], RENO [22], y Double Chooz [23]. Además de experimentos con aceleradores como K2K [24], MiniBooNE [25], NOMAD [26], CHORUS [27], MINOS [28], T2K [29][30], NOvA [31][32][33], OPERA [34][35] también confirmaron el fenómeno de oscilaciones de neutrinos.

Las observaciones de oscilaciones de neutrinos son evidencia de que los neutrinos poseen masa y que sus eigenestados de sabor son distintos a sus eigenestados de masa. Hasta el momento es el único fenómeno experimental sólido que va mas allá del Modelo Estándar.

### 1.2.2. Mezclas entre neutrinos y matriz de mezcla

Las oscilaciones de neutrinos de un sabor a otro solo es posible cuando los eigenestados de masa de los neutrinos,  $\nu_1$ ,  $\nu_2$  y  $\nu_3$  son distintos de los eigenestados de sabor,  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$  y  $\nu_\tau$ . De hecho, un estado de sabor dado por  $\nu_\alpha$  ( $\alpha = e, \mu, \tau$ ) es expresado como una combinación lineal ortonormal de los eigenestados de masa

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_{j=1}^3 U_{\alpha j} |\nu_j\rangle \quad (1.6)$$

Y así se tiene entonces

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (1.7)$$

donde  $U_{\alpha j}$  son los componentes de la matriz unitaria de  $3 \times 3$

$$U = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \quad (1.8)$$

conocida como la matriz de mezcla. La cual es escrita en la parametrización estándar como

$$\begin{aligned} U &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{21} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{13}s_{23}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{13}s_{23}e^{i\delta} & c_{13}s_{23} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}s_{13}c_{23}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}s_{13}c_{23}e^{i\delta} & c_{13}c_{23} \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (1.9)$$

donde  $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$  y  $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$  ( $i, j = 1, 2, 3$ ). En esta parametrización de la matriz de mezcla, los parámetros de mezcla pueden tomar valores en los rangos  $0 \leq \theta_{ij} \leq \frac{\pi}{2}$ . Los parámetros de la matriz son determinados en experimentos de oscilaciones. Los valores del parámetro delta diferentes de 0 y  $\pi$  implican violación CP en oscilaciones de neutrinos en el vacío, por lo cual  $\delta$  es una fase de violación CP.

El cálculo de la amplitud de oscilación de un sabor inicial  $\alpha$  a un sabor final  $\beta$  viene dada por

$$\mathcal{A}(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sum_j U_{\alpha j} e^{-i\frac{m_j^2}{2E}t} U_{\beta j}^*$$

Lo que conduce a la probabilidad de que ocurra la oscilación dada por

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = |\mathcal{A}(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)|^2 = \sum_j \sum_k U_{\alpha j} U_{\beta j}^* U_{\alpha k}^* U_{\beta k} e^{-i\frac{1}{2E}(m_k^2 - m_j^2)t} \quad (1.10)$$

### 1.3. Neutrino Minimal Standard Model ( $\nu$ MSM)

A pesar del enorme éxito del Modelo Estándar en la física de partículas, no tiene la capacidad de explicar los datos experimentales de las oscilaciones

de neutrinos simplemente porque no tienen masa en el Modelo Estándar y por lo tanto no oscilan.

Es por esta razón que una extensión al Modelo Estándar es necesaria en orden de resolver este problema. Una de las propuestas más sencillas es el Neutrino Minimal Standard Model ( $\nu$ MMSM) [36][37], la cual incorpora el mecanismo see-saw [38], que es un mecanismo que explica la generación de masas de los neutrinos activos introduciendo neutrinos pesados.

El  $\nu$ MMSM es una extensión al Modelo Estándar que incorpora tres nuevos neutrinos derechos (neutrinos pesados) con masas menores a la escala electrodébil que es consistente con los experimentos de oscilaciones de neutrinos y además tiene la capacidad de explicar simultáneamente la materia oscura y la asimetría barionica del universo.

Contiene 18 parámetros nuevos en comparación al Modelo Estándar, que son 3 masas de Majorana para singletes fermionicos, 3 masas de Dirac asociadas con las mezclas entre neutrinos izquierdos y neutrinos derechos, 6 ángulos de mezcla y 6 fases de violación CP.

De los tres nuevos neutrinos pesados que incorpora, dos de ellos se encuentran en la escala de masas de  $\text{MeV}/c^2$  -  $\text{GeV}/c^2$  y el restante en la escala de  $\text{KeV}/c^2$  que es candidato a materia oscura.

## 1.4. Razón de decaimiento de $\pi^+$ y $K^+$ que involucran N en el estado final

La introducción de extensiones al Modelo Estándar que agregan neutrinos pesados se traducen en una extension de la matriz de mezcla de  $3 \times 3$  (1.8). El caso más sencillo es cuando se toma en consideración un neutrino extra, por lo que se obtiene

$$U_{ext} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} & U_{e4} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} & U_{\mu4} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} & U_{\tau4} \\ U_{N1} & U_{N2} & U_{N3} & U_{N4} \end{pmatrix} \quad (1.11)$$

y que es conocida como matriz de mezcla extendida  $U_{ext}$ .

Dentro de este marco, los decaimientos leptónicos de  $\pi^+$  y  $K^+$  son una gran oportunidad para la observación de neutrinos pesados debido a su sencillez ya que involucran un decaimiento en dos cuerpos. En estos decaimientos

existe una relación entre la razón de decaimiento esperada con un neutrino pesado en el estado final y la razón de decaimiento del proceso leptónico del Modelo Estándar dada por [39]

$$\mathcal{B}(M^+ \rightarrow \ell^+ N) = \mathcal{B}(M^+ \rightarrow \ell^+ \nu_\ell) \cdot \rho_\ell(m_N) \cdot |U_{\ell 4}|^2 \quad (1.12)$$

donde  $M = \pi, K$  es la partícula madre,  $\ell = e, \mu$ ,  $\mathcal{B}(M^+ \rightarrow \ell^+ \nu_\ell)$  es la razón de decaimiento del proceso  $M^+ \rightarrow \ell^+ \nu_\ell$ ,  $|U_{\ell 4}|^2$  es el parámetro de mezcla,  $m_N$  es la masa del neutrino pesado y  $\rho_\ell(m_N)$  es un factor cinemático dado por

$$\rho_\ell(m_N) = \frac{(x+y) - (x-y)}{x(1-x)^2} \cdot \lambda^{1/2}(1, x, y) \quad (1.13)$$

con  $x = (m_\ell/m_M)$ ,  $y = (m_N/m_M)$  y  $\lambda(a, b, c) = a^2 + b^2 + c^2 - 2(ab + bc + ac)$ .

## 1.5. Estatus experimental de búsqueda de neutrinos pesados en decaimientos leptónicos de $\pi^+$ y $K^+$

Diversos trabajos anteriores ya se han llevado a cabo con el objetivo de buscar neutrinos pesados haciendo uso de decaimientos tanto de pion como de kaon. Ejemplos de tales decaimientos son los siguientes:

- $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e$  [40][41]
- $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_e$  [42]
- $K^+ \rightarrow e^+ \nu_e$  [43]
- $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$  [44][45]
- $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e$  (decaimiento semileptónico) [46]

Y en los cuales se ha establecido un límite superior en el parámetro de mezcla  $|U_{\ell 4}|^2$  ( $\ell = e, \mu$ ). La figura (1.1) resume estos límites dados por dichos trabajos.

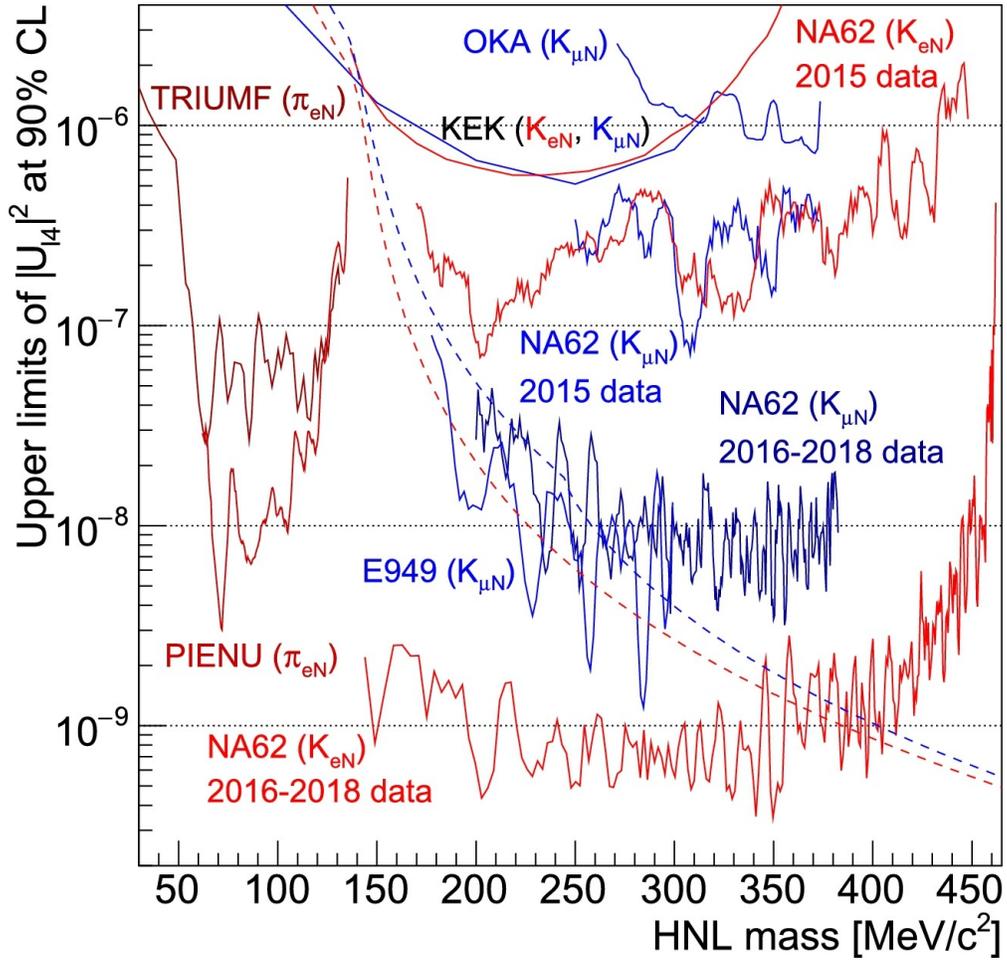


Figura 1.1: Límites superiores en los parámetros de mezcla  $|U_{e4}|^2$  y  $|U_{\mu4}|^2$  a 90% de nivel de confianza obtenidas en búsquedas de producción de neutrinos pesados en decaimientos  $K^+$ : NA62 [47][43][45], BNL-E949 [48], OKA [49], KEK [50]; y decaimientos de  $\pi^+$ : TRIUMF [40], PIENU [41]. Imagen obtenida de [45].

# Capítulo 2

## Experimento NA62

El experimento NA62 es un experimento de blanco fijo ubicado en el área norte en las instalaciones del CERN (figura 2.1), cuyo principal objetivo es la medición de decaimientos raros de kaones haciendo uso de la técnica de decaimiento en tiempo de vuelo. Particularmente la medición de la fracción a la cual kaones cargados decaen en un pion cargado y un par neutrino antineutrino  $\mathcal{B}(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})$  [51].

La elección de la técnica de decaimiento en tiempo de vuelo es motivada por la posibilidad de obtener un flujo integrado del orden de  $10^{13}$  decaimientos de kaones en algunos pocos años de toma de datos, con una aceptación de señal de alrededor del 10 %, lo que lleva a la recopilación de aproximadamente 100 eventos SM del canal  $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ .

A continuación se dará una descripción condensada de los diferentes elementos que constituyen el experimento NA62. Para una explicación más detallada véase la referencia [52].

### 2.1. Línea del haz

La línea del haz define el eje Z del sistema derecho de coordenadas del experimento (figura 2.2). El origen es el blanco de producción de kaones y las partículas del haz viajan en la dirección Z positiva. El eje Y es vertical (positivo hacia arriba) y el eje X es horizontal (positivo hacia la izquierda).

El haz primario de protones es extraído a 400 GeV/c del acelerador CERN SPS y dirigido vía la línea de haz P42 a el blanco T10 (cilindro de berilio de 400 mm de longitud y 2 mm de diámetro) localizado en un tunel conectando

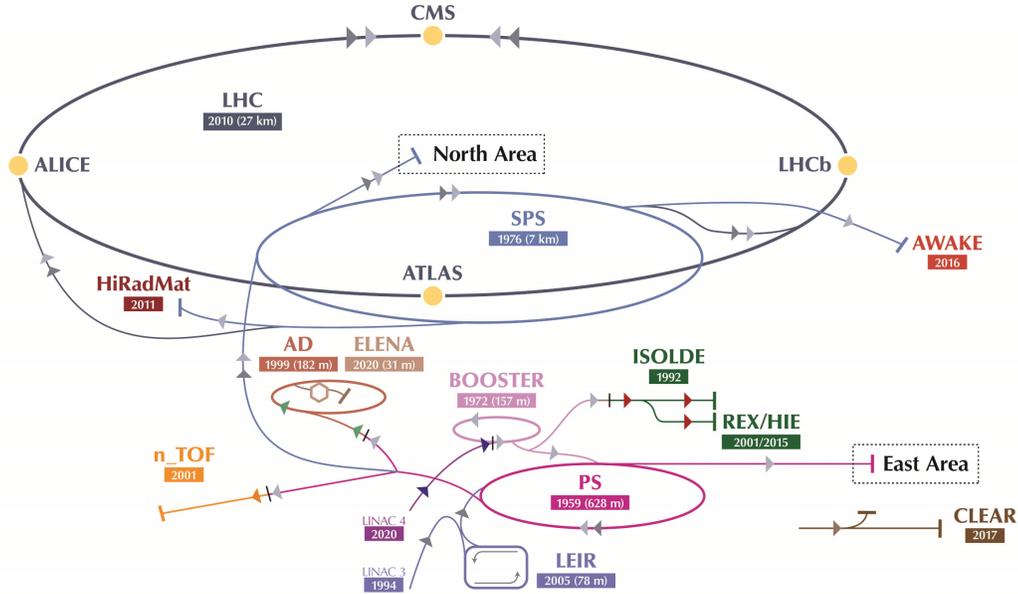


Figura 2.1: Esquema de los aceleradores y experimentos en CERN, el experimento NA62 se encuentra dentro de la región indicada como "North Area" [53].

el SPS a la caverna del experimento bajo tierra. El haz de protones del CERN SPS impacta el blanco T10 en pulsos de 3 s de duración efectiva. Intensidades típicas durante la toma de datos van del rango de  $1.9$  a  $2.2 \times 10^{12}$  protones por pulso.

Un haz secundario de hadrones (K12) es producido debido al impacto del haz primario de protones con el blanco T10 con un momento central de  $+75$  GeV/c y consiste de  $\pi^+$  en un 70%, protones 23% y  $K^+$  6%.

El blanco T10 es seguido inmediatamente por un colimador de cobre de 950 mm de largo, refrigerado por agua, que ofrece una selección de orificios a diferentes aperturas; un orificio de 15 mm de diámetro es generalmente seleccionado para transmitir el haz secundario de partículas deseado. Los primeros elementos activos del haz de alta intensidad consisten de un triplete de cuadrupolos magnéticos (Q1, Q2, Q3), los cuales colectan una gran aceptación de ángulo sólido ( $\pm 2.7$  mrad horizontalmente  $\pm 1.5$  mrad verticalmente) a 75 GeV/c de momento central (figura 2.3). Posteriormente le sigue un arreglo acromático (A1) consistente de cuatro dipolos magnéticos de deflexión vertical para seleccionar el haz de 75 GeV/c con una dispersión de

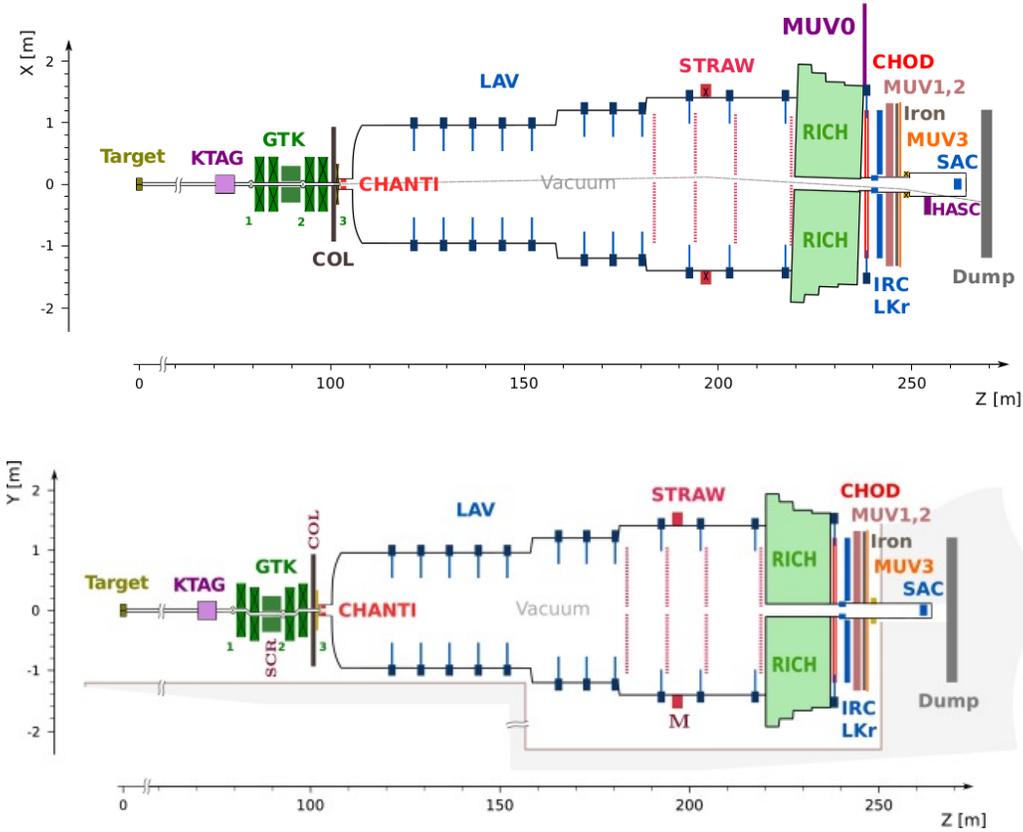


Figura 2.2: Arriba: Esquema del experimento con vista en coordenadas X contra Z [51]. Abajo: Esquema del experimento con vista en coordenadas Y contra Z [43].

1% rms. Los primeros dos dipolos magnéticos producen un desplazamiento paralelo hacia abajo del haz por 110 mm, mientras los siguientes dos regresan el haz a su eje original. En medio de ellos, el haz pasa por un conjunto de agujeros graduados en dos unidades beam-dump motorizadas y refrigeradas con agua, TAX1 y TAX2, ésto con el fin de hacer la selección del momento mientras absorbe el remanente del haz primario de protones y partículas secundarias no deseadas (figura 2.3).

Entre TAX1 y TAX2, un radiador que consiste de un arreglo de placas de tungsteno con un grosor hasta de 5 mm es introducido en el haz para hacer que los positrones pierdan suficiente energía por bremsstrahlung con el fin de

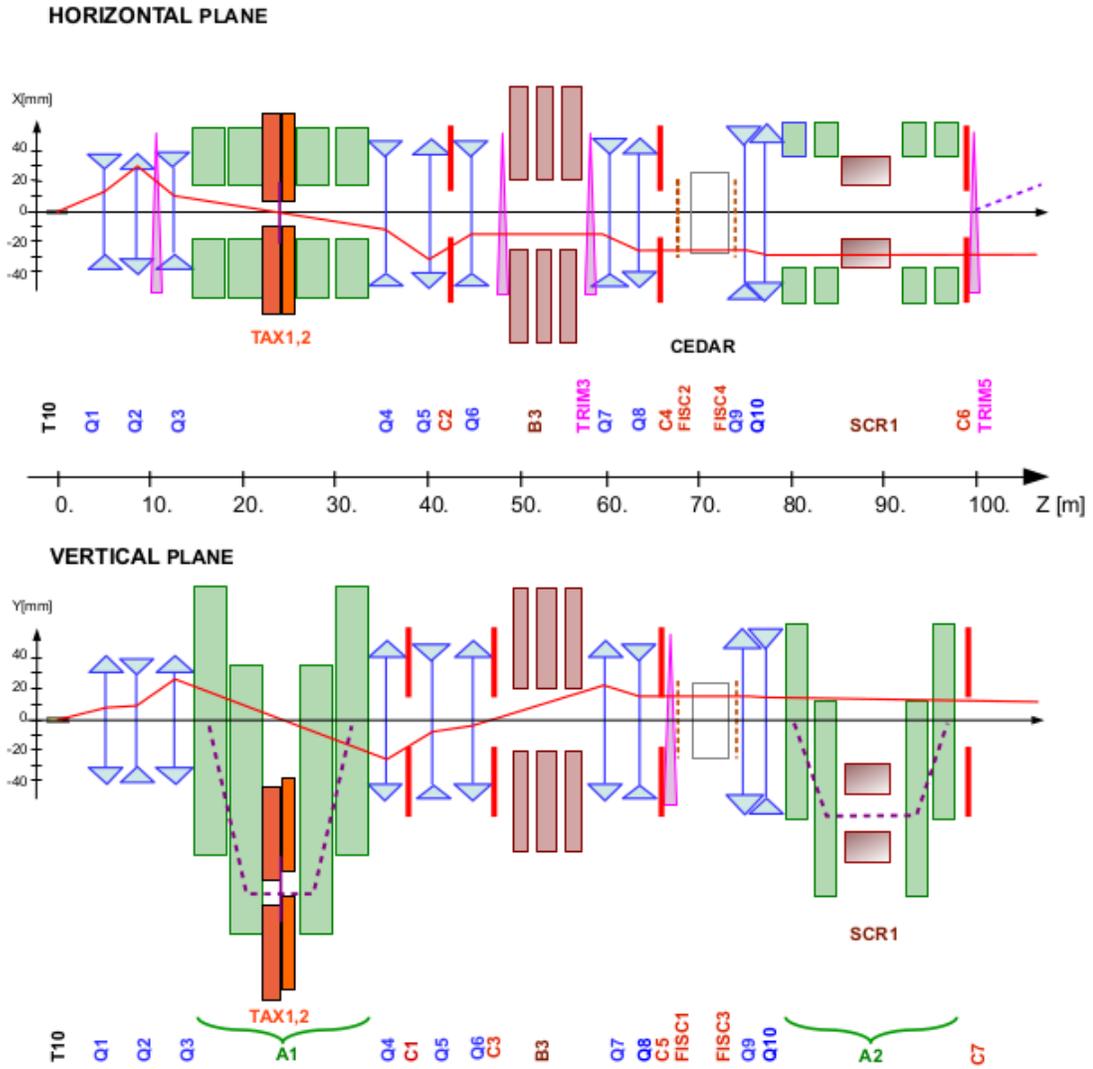


Figura 2.3: Diagrama esquemático del haz secundario desde el blanco T10 hasta la entrada de la región de decaimiento. En cada vista, la línea sólida corresponde a la trayectoria de una partícula que sale del blanco desde el centro con momento nominal y formando un ángulo con el eje. La línea discontinua indica la trayectoria de una partícula de momento 75 GeV/c inicialmente sobre el eje [52].

ser posteriormente rechazados, mientras se minimiza la pérdida de hadrones por dispersión.

Un triplete de cuadrupolos magnéticos (Q4, Q5, Q6) sirve para reenfocar el haz en el plano vertical y para hacerlo paralelo con un ancho limitado en el plano horizontal. El espacio entre los cuadrupolos está ocupado por dos colimadores (C1, C2), los cuales redefinen la aceptación horizontal y vertical del haz transmitido. Un subsecuente colimador (C3) redefine el haz a un segundo foco en el plano vertical. A éste punto los positrones que han sido degradados en momento por el radiador entre TAX1 y TAX2 están suficientemente separados del haz de hadrones para ser absorbidos en el colimador C3.

El haz entonces pasa a través de un diámetro de 40 mm, en placas de acero las cuales están insertadas entre los polos de tres dipolos magnéticos (B3) de 2m de longitud. El campo magnético vertical en el acero alrededor del haz sirve para remover muones de ambos signos, mientras que la desviación del haz debido al pequeño campo de dispersión dentro del orificio se cancela mediante dos dipolos direccionales (TRIM2 y TRIM3 antes y después de B3).

Un contador diferencial de Cherenkov sirve para identificar los kaones en el haz. Esto requiere que el haz se vuelva paralelo, por lo que el CEDAR (KTAG) es precedido por dos cuadrupolos (Q7, Q8), así como también por dos colimadores horizontal y vertical (C4, C5) para absorber partículas de la parte trasera del haz.

Dos pares (horizontal y vertical) de filamentos de contadores de centelleo (FISC 1,3 y FISC 2,4) están instalados anterior y posteriormente al CEDAR. Cuando se conectan en coincidencia respectivamente, permiten hacer la medición de la divergencia media del haz, ajustarla a cero y verificar la divergencia intrínseca restante en cada plano.

Siguiente al CEDAR, una pareja de cuadrupolos magnéticos con enfoque débil (Q9, Q10) unen el haz a través de la etapa de seguimiento y medición del momento (figura 2.4) y determinan el tamaño y la divergencia del haz a través de los detectores posteriores.

El sistema de seguimiento del haz GTK consiste de tres estaciones, las estaciones están dispuesta de forma que el espacio entre GTK1 y GTK3 está ocupado por un arreglo acromático (A2) compuesto de cuatro dipolos magnéticos. Las abrazaderas de retorno del tercer y cuarto dipolo, al igual que el colimador de acero magnetizado toroidalmente, deflectan los muones que dejan el haz en la sección de dispersión del momento entre el segundo y tercer dipolo del arreglo acromático (figura 2.4). GTK2 esta localizado en la

misma sección justo después del colimador SCR1. GTK3 se encuentra a 102.4 m del blanco T10 y marca el plano de entrada del inicio de la región de decaimiento. Los colimadores (C6, C7) que preceden el GTK3 están destinados a interceptar ruido fuera de la aceptación del haz.

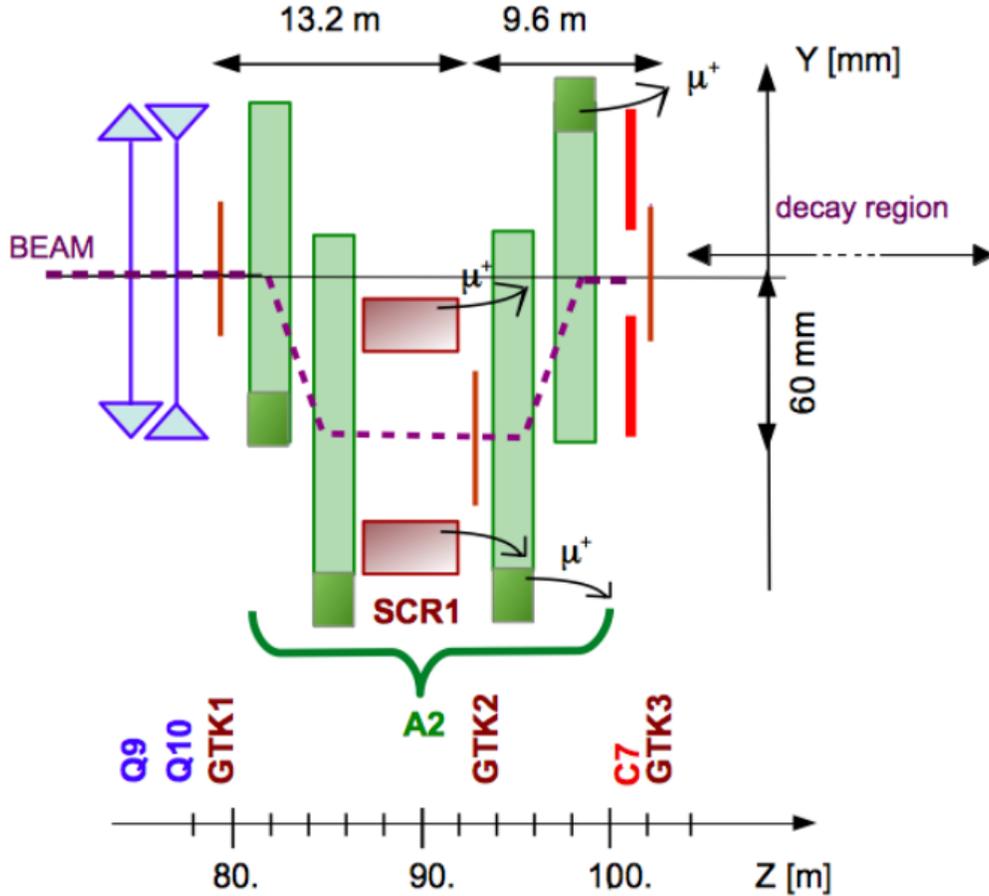


Figura 2.4: Diagrama esquemático del seguimiento del haz y medición del momento en el segundo arreglo acromático (A2). El haz es deflectado verticalmente 60 mm y retornado a su dirección nominal después de la medición del momento. Los muones son apartados por el scraper SCR1 y las abrazaderas de retorno de los últimos dos dipolos en el arreglo acromático [52].

Adicionalmente, un imán de dirección horizontal (TRIM5) es usado para deflectar el haz hacia la dirección positiva X a un ángulo de +1.2 mrad. Este

ángulo es ajustado de manera que una deflexión subsecuente de  $-3.6$  mrad hacia la dirección negativa X, debido al imán del espectrómetro MNP33, que dirige el haz a través de la apertura central del calorímetro LKr y detectores subsecuentes (figura 2.5).

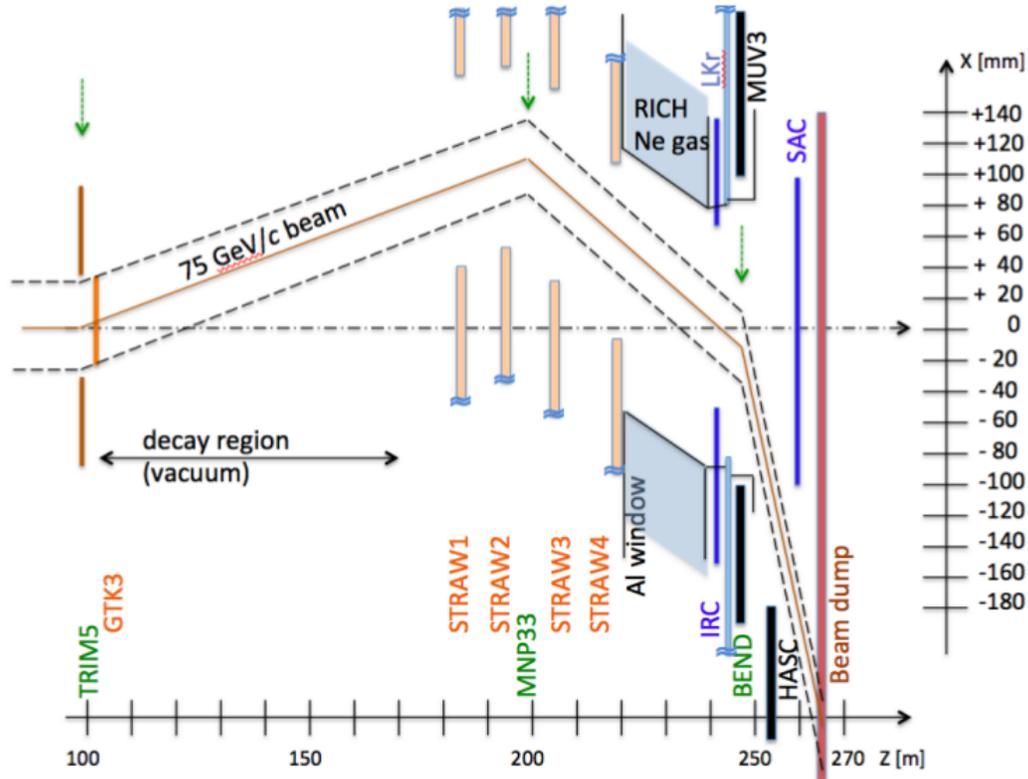


Figura 2.5: Vista cercana de la línea del haz a través de la región de decaimiento y los detectores en el plano (X,Z) [52].

La región de decaimiento se ubica en los primeros 60 m de un gran tanque de 117 m de longitud, comenzando a 102.4 m posterior al blanco de berilio. El tanque es evacuado a una presión residual  $\sim 10^{-6}$  mbar usando hasta siete bombas criogénicas. El tanque aloja 11 detectores LAV y 4 cámaras STRAW del espectrómetro, y consiste de 19 secciones cilíndricas hechas de acero o acero inoxidable. El diámetro del contenedor incrementa desde 1.92 m en la primera sección posterior al GTK3 a 2.4 m en la región media y hasta 2.8 m en la región del espectrómetro.

El espectrometro magnético incluye dos pares de cámaras STRAW de seguimiento, a cada lado del dipolo magnético de gran apertura (MNP33). El dipolo magnético provee una patada horizontal en momento de 270 MeV/c deflectando el haz de 75 GeV/c por -3.6 mrad, para converger y luego cruzar el eje sin desviar en un punto a 2.8 m posterior al centro del calorimetro LKr.

Cercano a este punto de cruce, un par de filamentos de contadores de centelleo (FISC5, 6), instalados en vacío, permiten al haz ser observado y dirigido correctamente. El haz es finalmente deflectado hacia la dirección X negativa por un dipolo magnético (BEND) a un angulo de -13.2 mrad.

El haz es finalmente absorbido en un beam-dump compuesto de acero rodeado por concreto a una distancia suficientemente detrás del detector para disminuir los efectos de salpicadura hacia atrás.

## 2.2. Detectores

### 2.2.1. Kaon Tagger (KTAG)

El KTAG proporciona identificación de kaones con 70 ps de resolución en tiempo, donde luz Cherenkov es producida en un contador diferencial Cherenkov. Usa gas  $N_2$  a 1.75 bar de presión dentro de un contenedor de 5 m de largo, la presión es elegida de esta forma de manera que luz proveniente del tipo de partícula deseada pase a través de un diafragma anular de radio central fijo y apertura radial variable. La luz es enfocada a la salida del contenedor a través de ocho ventanas de cuarzo y enfocadas en 8 espejos esféricos. Los espejos reflejan la luz radialmente hacia fuera en ocho cajas de luz. La entrada de cada caja es una guía de luz consistente de una matriz de 64 secciones cónicas cercanamente espaciadas de 15 mm de radio externo y 4 mm de radio interno cortadas en secciones esféricas de placas de aluminio de 17 mm de grosor con centro de curvatura en el foco virtual de la luz Cherenkov.

### 2.2.2. Beam spectrometer (GTK)

El GTK provee medición precisa de momento, tiempo y dirección del haz entrante de partículas. Esta compuesto de tres estaciones similares instaladas alrededor de cuatro dipolos magnéticos dispuestos de manera acromática

(figura 2.6). El momento de la partícula es derivado a partir del desplazamiento vertical de la trayectoria en la segunda estación.

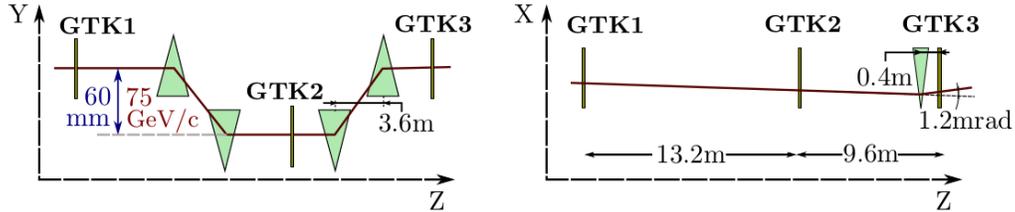


Figura 2.6: Diagrama esquemático de las estaciones GTK en el arreglo acromático en las vistas vertical y horizontal [52].

El GTK está diseñado para medir el momento del haz de partículas de 75 GeV/c a una precisión de 0.2% y sus direcciones  $dX/dZ$  y  $dY/dZ$  a la salida del arreglo acromático a una precisión de  $16 \mu\text{rad}$ . El alto flujo del haz de 750 MHz y hasta  $1.5 \text{ MHz/mm}^2$  alrededor del centro del detector requiere una resolución de tiempo mayor a 200 ps.

Cada estación (figura 2.7) es un detector de silicio híbrido consistente de 18000 pixeles de  $300 \times 300 \mu\text{m}^2$  de área, arreglados en una matriz de elementos de  $200 \times 90$  correspondiente a un área total de  $62.8 \times 27 \text{ mm}^2$ .

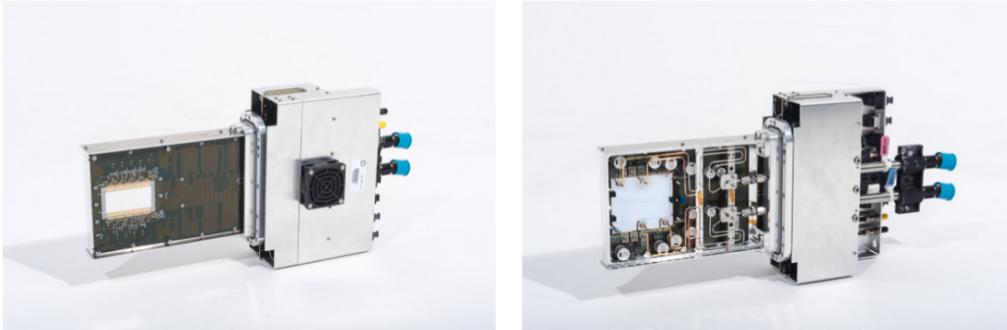


Figura 2.7: Imagen de una estación ensamblada mirando el lado del sensor (izquierda) y el lado de enfriamiento (derecha) [52].

### 2.2.3. Charged anti-coincidence detector (CHANTI)

El detector CHANTI proporciona rechazo para el ruido que proviene de interacciones inelásticas del haz con la última estación del GTK, GTK3.

También detecta el halo de muones cercano al haz y una fracción de partículas cargadas generadas anterior al GTK3.

El CHANTI esta compuesto de 6 estaciones cuadradas de hodoscopos, donde la primera estación se encuentra a una distancia de 28 mm posterior al GTK3. Las distancias entre una estación y la siguiente es duplicada aproximadamente para estaciones sucesivas, de manera que la región angular entre 49 mrad y 1.34 rad es cubierta herméticamente para partículas generadas en el GTK3.

#### 2.2.4. Straw spectrometer (STRAW)

El espectrómetro STRAW mide las trayectorias y el momento de las partículas producidas en los decaimientos. Se extiende sobre una longitud de 35 m sobre la línea del haz, comenzando aproximadamente 20 m después de la región de decaimiento. Consiste de cuatro cámaras y un dipolo magnético de gran apertura (MNP33) el cuál provee un campo magnético de 0.9 Tm. Para minimizar la dispersión las cámaras están construidas de material ligero y están instaladas dentro del tanque de vacío.

El diseño del modulo esta optimizado para minimizar la dispersión múltiple y para dar resolución espacial uniforme sobre el área activa. Cada cámara STRAW esta compuesta de dos modulos. Un módulo contiene dos vistas de medición X ( $0^\circ$ ), Y ( $90^\circ$ ) y el otro módulo contiene las vistas U ( $-45^\circ$ ) y V ( $+45^\circ$ ) (figura 2.8 izquierda). El área activa de las cámaras es un círculo de 2.1 m de radio externo centrado en el eje longitudinal Z. Cada vista tiene un espacio de aproximadamente 12 cm sin tubos cerca del centro, tal que, después de superponer las 4 vistas, un hueco en forma de octágono de 6 cm de apotema es creado para el paso del haz. Debido a que el haz tiene un ángulo de  $+1.2$  mrad y  $-3.6$  mrad en el plano horizontal, anterior y posterior al imán, respectivamente (figura 2.5), el hueco no está centrado sobre el eje Z, si no que tiene compensaciones sobre la dirección X en cada cámara. Una alta detección es proporcionada a través del arreglo de 4 capas de tubos por vista, lo que garantiza al menos dos hits por vista, esto es, de 8 a 12 hits por cada cámara STRAW (figura 2.8 derecha).

Cada cámara contiene 1792 tubos de 9.82 mm de diámetro y 2160 mm de longitud. El gas dentro de los tubos es una mezcla de 70% Ar y 30% CO<sub>2</sub> a presión atmosférica. Los tubos son operados en el vacío del tanque de decaimiento.

Cada tubo esta hecho de tereftalato de polietileno (PET) cubierto con

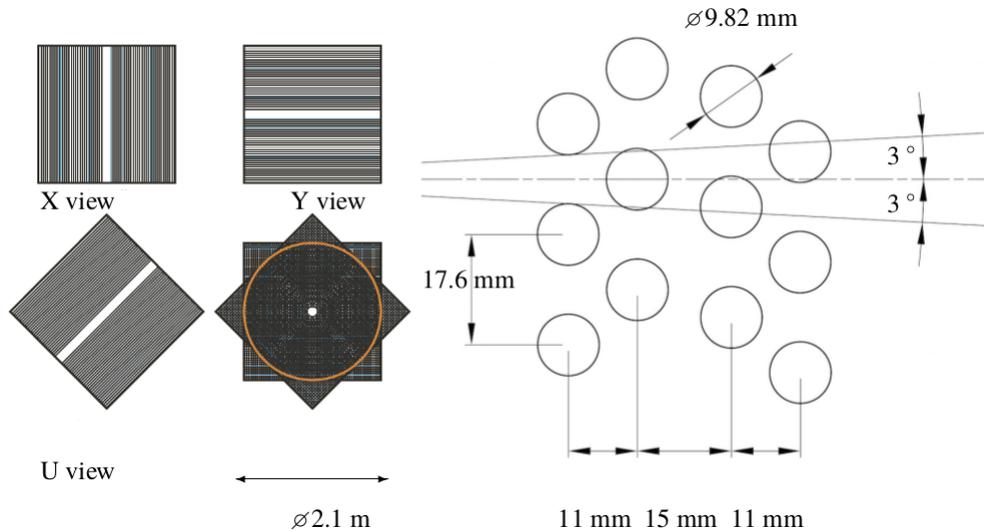


Figura 2.8: Izquierda: Una cámara STRAW está compuesta de cuatro vistas (X, Y, U, V) y cada vista mide una coordenada. Derecha: La geometría esta basada en dos capas dobles de tubos por cada vista, lo que garantiza al menos dos hits por vista [52].

50 nm de cobre y 20 nm de oro en el interior. Los alambres del ánodo de tungsteno revestidos en oro son de  $30 \mu\text{m}$  en diámetro y están tensionados a 80 g sin soportes y enrollados alrededor de ambas terminales de los tubos.

### 2.2.5. Large-angle veto system (LAV)

Los detectores LAV tienen forma de anillo (figura 2.9) y se encuentran dispuestos en 11 posiciones alrededor del volumen de decaimiento, mientras que la doceava estación se localiza a 3 m anterior al calorímetro LKr.

Proveen cobertura geométrica total para fotones de decaimientos dentro del volumen de decaimiento emitidos a ángulos de 8.5 a 50 mrad con respecto al eje Z.

### 2.2.6. Liquid Krypton calorimeter (LKr)

El LKr es usado para identificación de partículas y detección de fotones con cobertura angular de 1 a 8.5 mrad. Es un calorímetro cuasihomogeneo



Figura 2.9: Estaciones LAV1 (izquierda) y LAV12 (derecha) antes de insertarse en la línea del haz [52].

llenado con alrededor de 9000 litros de Kriptón líquido a 120 K. Esta segmentado en dirección transversal en 13248 celdas, donde cada celda tiene una sección eficaz de  $2 \times 2 \text{ cm}^2$ . Las celdas están formadas por electrodos de Cu-Be alineados sobre el eje longitudinal del experimento, y tienen forma de zig-zag para evitar ineficiencias cuando un chorro de partículas esta demasiado cerca del ánodo (figura 2.10).

### 2.2.7. Small-angle veto system (SAV)

Provee hermeticidad para fotones emitidos a ángulos hasta los cero grados (su cobertura angular va desde los 0 a 1 mrad) con respecto al eje Z. Consiste de dos detectores: el detector IRC y el detector SAC. Fotones provenientes del decaimiento de kaones en el volumen de decaimiento que atraviesan los detectores del SAV tienen energías mayores a 5 GeV. Para ambos detectores el flujo esperado de fotones es del orden de 1 MHz a intensidad nominal del haz. El detector IRC adicionalmente esta expuesto a muones producto de los decaimientos, los cuales se concentran en un punto de unos cuantos centímetros de diámetro en un lado (hacia la dirección X negativa) de la linea

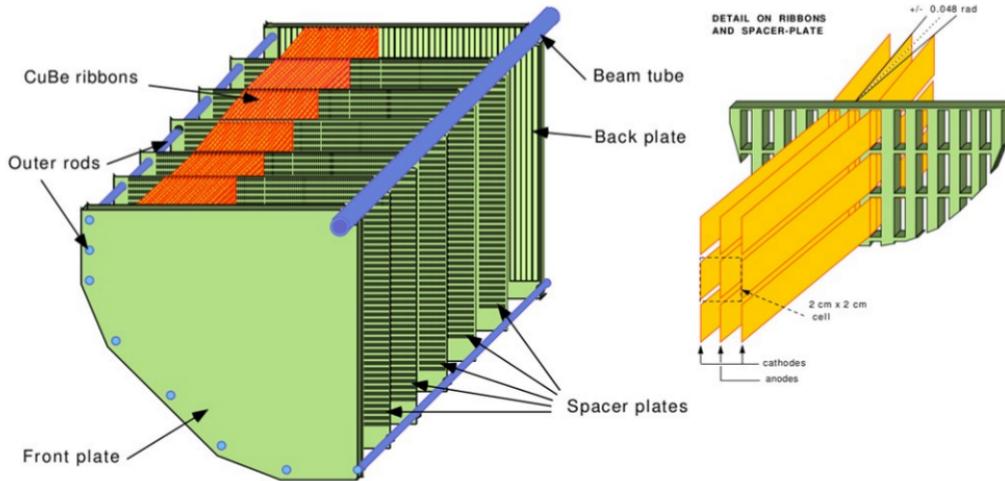


Figura 2.10: Esquema de un cuadrante de la estructura del calorímetro (izquierda) y detalle de las celdas del calorímetro (derecha) [52].

del haz; este flujo de muones incrementa el flujo de partículas hasta 10 MHz.

### Small-angle calorimeter (SAC)

Consiste de 70 placas de plomo y 70 placas de plástico centellador, ambas con dimensiones transversas de  $205 \times 205\text{ mm}^2$  y un grosor de 1.5 mm.

### Intermediate-ring calorimeter (IRC)

El detector IRC es un calorímetro de plomo/centellador en forma de cilindro excéntrico rodeando al haz anterior al LKr. Tiene un diámetro externo de 290 mm y está centrado sobre el eje Z. El agujero central tiene un diámetro de 120 mm con un offset de 12 mm hacia la dirección X positiva para tomar en cuenta la deflexión del haz debido al espectrómetro magnético.

Esta dividido en dos módulos longitudinales, con ambos módulos anterior y posterior con medidas de 89 y 154 mm de profundidad, respectivamente. Los módulos se encuentran espaciados a 40 mm.

### 2.2.8. Ring Imaging Cherenkov Counter (RICH)

Es usado para la identificación de partículas cargadas y mediciones de tiempo de 100 ps [54] (70 ps de precisión para el caso de positrones).

El RICH es un contenedor de 17.5 m de largo y de forma cilíndrica llenado con gas de neón (figura 2.11). El contenedor consiste de cuatro secciones de diámetro gradualmente decreciente y longitudes diferentes. En el extremo anterior, el contenedor tiene un ancho de alrededor 4.2 m para acomodar los bordes de los fotomultiplicadores fuera del área activa del detector. El diámetro de la ultima sección del contenedor es de 3.2 m, el cual es suficiente para albergar los espejos.

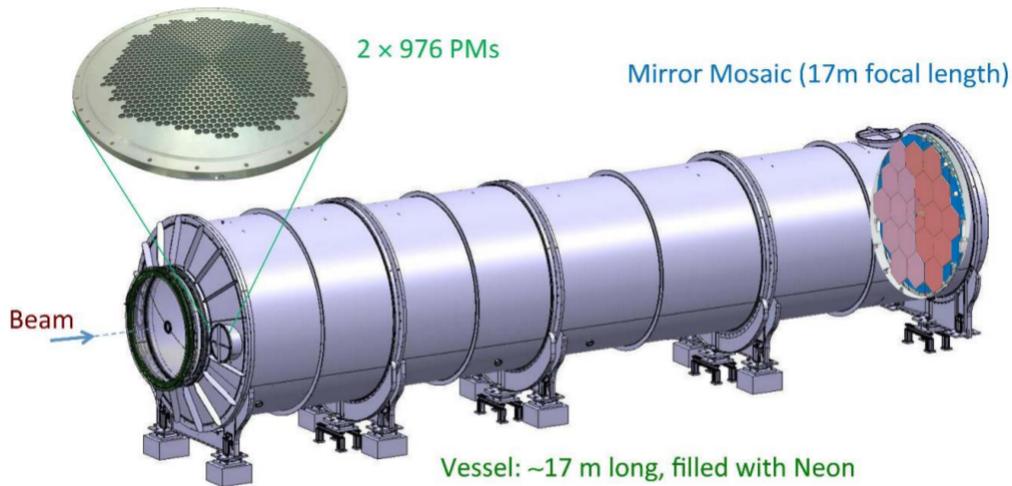


Figura 2.11: Vista esquemática del detector RICH en donde el haz entra por la parte izquierda. Un acercamiento en uno de los arreglos de los sensores de luz (fotomultiplicadores) es mostrado en la parte superior izquierda; el arreglo de espejos es visible a través del contenedor en el lado derecho [52].

El área activa del detector se extiende a una distancia radial de 1.1 m desde el eje del haz en la entrada del RICH y hasta 1.4 m en la salida. Las ventanas de entrada y salida del detector tienen forma cónica y están fabricadas en aluminio con un espesor de 2 y 4 mm respectivamente.

Un mosaico de 20 espejos esféricos es usado para reflejar el cono de luz Cherenkov sobre el arreglo de los sensores de luz en el plano focal del espejo. Los espejos tienen un radio nominal de curvatura de 34 m y por tanto una

longitud focal de 17 m. El mosaico incluye 18 espejos de forma hexagonal de 350 mm de lado y dos mitades de espejos en la misma forma.

### 2.2.9. Charged particle hodoscopes

Consiste de un sistema detector de centelleo llamado hodoscopos de partículas cargadas. Cubren la aceptación lateral posterior al detector RICH y anterior al calorímetro LKr definida por el detector LAV12 de radio interno (1070 mm) y el detector IRC de radio externo (145 mm). Su principal función es la de proveer una entrada para el trigger L0 cuando al menos una partícula cargada cruce la región anular con las dimensiones arriba definidas. Y se encuentran expuestos a un flujo de partículas cargadas de 13 MHz.

El sistema de hodoscopos consiste del detector NA48-CHOD del anterior experimento de kaones NA48 y el detector CHOD optimizado para condiciones de alta intensidad. Los detectores NA48-CHOD y CHOD se localizan, respectivamente, posterior y anterior al detector LAV12, a aproximadamente 700 mm de separación en la dirección longitudinal.

El detector NA48-CHOD explota un diseño de alta granularidad basado en las coincidencias de señales en dos planos horizontal y vertical de bloques de centelleo.

El detector CHOD consta de un solo plano de mosaicos de centelleo y una configuración de mosaicos mas fina en el área de alta ocupación cercano al eje del haz.

### 2.2.10. Hadron Calorimeter (MUV1, MUV2)

El calorímetro hadrónico esta hecho de capas alternantes de acero y centellador correspondiente aproximadamente a 8 longitudes de interacción. El calorímetro esta dividido en dos detectores independientes: el detector frontal (MUV1) con una segmentación transversal fina para una mejor separación de los componentes hadronico y chorro electromagnético, y el detector trasero (MUV2).

### 2.2.11. Fast Muon Veto (MUV3)

El detector MUV3, se localiza posterior al calorímetro hadrónico detrás de una pared de acero de 80 cm de grosor y es usado para la identificación de muones. Tiene un área transversal de  $2640 \times 2640 \text{ mm}^2$  y está construido

de mosaicos centelladores de 50 mm de grosor, incluyendo 140 mosaicos regulares de  $220 \times 220 \text{ mm}^2$  de dimensión transversa y 8 mosaicos mas pequeños adyacentes al haz, como requerimiento al alto flujo de partículas cercanas al haz.

El flujo total de muones atravesando el MUV3 a intensidad nominal del haz es de 13 MHz.

### 2.2.12. Peripheral muon veto (MUV0)

El detector MUV0 es un hodoscopo centellador diseñado para detectar  $\pi^-$  emitidos en decaimientos  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+$  con momento por debajo de  $10 \text{ GeV}/c$ , deflectados hacia la dirección X positiva por el espectrometro magnético y abandonando la aceptación lateral cercana al RICH.

El MUV0 esta montado en la brida posterior del RICH. Su área activa de centelleo de  $1.4 \times 1.4 \text{ m}^2$  cubre la periferia de la aceptación lateral ( $1.545 \text{ m} < X < 2.945 \text{ m}$ ,  $|Y| < 0.7 \text{ m}$ ), y consiste de dos capas de 48 mosaicos de plástico centellador con dimensiones de  $200 \times 200 \times 10 \text{ mm}^3$ . Donde los mosaicos son agrupados entre si, formando un patrón de 9 super mosaicos.

### 2.2.13. Hadronic Sampling Calorimeter (HASC)

El detector HASC es usado para la detección de  $\pi^+$  emitidos en decaimientos  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+$  con momento sobre los  $50 \text{ MeV}/c$ . Se encuentra localizado posterior a MUV3 y al dipolo magnético BEND el cual desvía los piones fuera del haz hacia la dirección X negativa. El detector cubre la aceptación lateral de  $-0.48 \text{ m} < X < -0.18 \text{ m}$ ,  $|Y| < 0.15 \text{ m}$ .

El HASC está construido por 9 módulos idénticos. El elemento activo del módulo es un sandwich de 60 placas de plomo (16 mm de ancho) intercaladas con 60 placas de centellador (4 mm de ancho) de  $100 \times 100 \text{ mm}^2$  en la dimensión transversal.

## 2.3. Trigger and data acquisition system (TDAQ)

El intenso flujo del experimento NA62 dicta la necesidad de un sistema de trigger y adquisición de datos de alto rendimiento, el cual debe minimizar el tiempo muerto mientras maximiza la fiabilidad de la colección de datos. Un

sistema de trigger y adquisición de datos (TDAQ) unificado fue diseñado para abordar dichos requerimientos en NA62 de una manera simple y rentable.

Con un flujo estimado de decaimientos de 10 MHz dentro del experimento, el flujo máximo de salida en el L0 hardware trigger es elegido en 1 MHz. Una mayor reducción de datos hasta los 10 KHz es lograda por los niveles L1 y L2 los cuales son triggers de software.

### 2.3.1. L0 hardware trigger

El L0 hardware trigger (trigger nivel 0 de hardware) está destinado a filtrar eventos basado en las entradas de un pequeño conjunto de rápidos detectores y tiene una salida de flujo máximo de 1 MHz. En la implementación inicial, los detectores participantes son:

- CHOD, provee de primitivas positivas para cualquier trayectoria cargada basado en multiplicidad de hits y tiempo de referencia.
- RICH, provee primitivas positivas para cualquier trayectoria cargada sobre el umbral de Cherenkov, basado en multiplicidad de hits.
- LAV, provee primitivas de veto de fotones (y muon halo) basadas en multiplicidades de bloques adyacentes de hits.
- MUV3, provee primitivas de muon basado en multiplicidades de bloques, y son usadas de forma positiva y de veto.
- Calorímetros (LKr, MUV1, MUV2), proveen primitivas de identificación positivas para piones basados en energía depositada y primitivas de veto basados en multiplicidad de cluster.

Cada primitiva de L0 trigger consiste de un bloque de datos de 64 bits el cual contiene información de tiempo y un identificador que indica cuales condiciones fueron satisfechas en ese tiempo.

#### L0 trigger processor (L0TP)

La función principal del L0TP es adquirir las primitivas de trigger, ordenarlas en tiempo y buscar coincidencias alineadas en tiempo con cualquiera de las trigger masks activas. La alineación temporal se basa en información contenida en los datos de las primitivas, específicamente con una marca de tiempo de 25 ns y una precisión de 100 ps en tiempo fino.

### 2.3.2. High level triggers (HLT)

El flujo máximo del nivel L0 es 1 MHz. Una reducción del flujo y de los datos del orden de 10 KHz es requerida para su almacenamiento permanente. El TDAQ usa dos niveles de trigger basados en software para lograr la reducción necesaria:

- El nivel L1 de trigger reduce el flujo de datos en un factor de 10 a un máximo de 100 KHz, con algoritmos que usan información de detectores individuales de manera independiente.
- El nivel L2 de trigger reduce el flujo de datos por otro factor 10, hasta 10 KHz. El filtro de eventos del nivel L2 esta basado en eventos parcialmente reconstruidos y explota la información correlacionada de varios detectores.

## 2.4. NA62 framework

El entorno de trabajo del experimento NA62 es un software desarrollado por el experimento NA62 [55]. El cual consta de cuatro paquetes:

- **NA62Tools:** Contiene todo el código que es común a los demás componentes. Incluye en particular las librerías de persistencia y el CDB (condiciones de la base de datos) de código de acceso.
- **NA62MC:** Entorno de trabajo basado en Geant4 para la completa simulación del experimento NA62
- **NA62Reconstruction:** Paquete de reconstrucción basado en ROOT, modularizado en librerías para los subdetectores individuales.
- **NA62Analysis:** Entorno de trabajo basado en ROOT para desarrollo modularizado de análisis simple y complejo. Contiene muchos ejemplos y herramientas para un amplio rango de análisis , incluyendo calibración y código de correcciones.

## Capítulo 3

# Criterios para la selección de eventos

Para el presente trabajo se requirió la identificación de la trayectoria de un positrón en el estado final debido a que el decaimiento  $\pi^+ \rightarrow e^+N$  es caracterizado por un único positrón, al decaer el pion, al igual que el decaimiento del Modelo Estándar  $\pi^+ \rightarrow e^+\nu_e$ . Debido a que el neutrino es una partícula que no posee carga eléctrica esta no puede ser identificada por los detectores del experimento posteriores a la región de decaimiento de manera directa, a diferencia del caso del positrón.

Por tanto el rastro experimental del decaimiento consiste de un pion con cuadrimomento  $P_{\pi^+}$  en el estado inicial y un positrón con cuadrimomento  $P_{e^+}$  y energía faltante en el estado final. La variable cinemática usada es la masa faltante al cuadrado  $m_{miss}^2 = (P_{\pi^+} - P_{e^+})^2$ .

Para la selección de eventos se escribió un análisis usando el lenguaje de programación C++, el framework del experimento NA62 y el framework ROOT (Apéndice B). A continuación se enlistan los criterios de selección que fueron escritos en el análisis con el objetivo de identificar una única trayectoria debido a un positrón en el estado final formando un vértice en la región de decaimiento con una trayectoria de una partícula del haz producto de un decaimiento.

- La carga de la trayectoria reconstruida de la partícula debe ser positiva, debido a que buscamos un positrón.
- La distancia de mayor acercamiento entre el haz y la trayectoria no debe ser mayor a 25 mm.

- El  $\chi^2$  del ajuste de la trayectoria no debe ser mayor que 40.
- La trayectoria no debe formar un vértice con alguna otra trayectoria reconstruida del STRAW, ya que se requiere un único positrón.
- El momento de la trayectoria asociada a la partícula debe estar dentro del rango de 5-30 GeV/c.
- No debe existir actividad en el detector MUV3 asociada a una trayectoria, ya que esto indica la presencia de un muon.
- La trayectoria debe estar geoméricamente asociada a el LKr y el cociente entre la energía y el momento medido por los STRAW requerido es  $0.9 < E/p < 1.1$ .
- La trayectoria debe estar asociada con el RICH y debe ser identificada como la de un positrón. El tiempo de referencia es medido también con el detector RICH.
- No debe existir actividad en el LKr que no sea de la trayectoria en la ventana de tiempo de 4 ns.
- No debe existir actividad en los detectores LAV en la ventana de tiempo de 5 ns.
- No debe existir actividad en los detectores IRC y SAC en la ventana de tiempo de 5 ns.
- Con información del GTK se buscan vértices entre trayectorias de las partículas del haz con la trayectoria identificada del positrón en la ventana de tiempo de 0.6 ns.
- El vértice del decaimiento no debe ser menor a 110 m y mayor a 170 m correspondiente a la región de decaimiento en la dirección z.

Como se menciona en el Capítulo 2 el experimento NA62 esta diseñado para el decaimiento de kaones, y debido a que el presente análisis requirió decaimientos provenientes de piones, se prescindió del detector KTAG.

Al excluir el detector KTAG del análisis no se distingue de que partícula (pion o kaon) provino el decaimiento en el que se identificó una trayectoria

de un positrón, es por esta razón que se hizo el cálculo de la masa faltante al cuadrado dos veces

$$m_{miss}^2 = (P_{\pi^+} - P_{e^+})^2 \quad (3.1)$$

$$m_{miss}^2 = (P_{K^+} - P_{e^+})^2 \quad (3.2)$$

Donde  $P_{\pi^+}$ ,  $P_{K^+}$  y  $P_{e^+}$  son los cuadrimomentos del pion, kaon y positrón calculados los primeros dos usando el 3-momento medido en el GTK y usando como hipótesis la masa del pion para el cuadrimomento  $P_{\pi^+}$  y la masa del kaon para el caso del cuadrimomento  $P_{K^+}$ . Para el caso del cuadrimomento del positrón, el 3-momento se midió con los detectores STRAW.

Es importante mencionar que de igual forma se pudo haber hecho uso del detector KTAG de manera que al ser identificado un kaon en el análisis se excluyen dichos eventos y así se consigue suprimir de gran manera ruido proveniente de los decaimientos de esta partícula. Las razones por las cuales no se hizo esto son las siguientes: debido a que el haz consiste mayormente de piones, algunos eventos de interés pueden ser perdidos debido a la aglomeración de estos con un kaon siendo identificado en la misma ventana de tiempo y por lo tanto se pierde estadística; otra razón es que el ruido debido a los decaimientos de kaones no afecta de manera significativa, ya que estos eventos no caen en su mayoría dentro de la región de búsqueda de los neutrinos pesados como se verá en el capítulo 4.

### 3.1. Selección de eventos en datos

La selección de trayectorias las cuales contienen un positrón en el estado final, se realizó a través del conjunto de datos recabados por el experimento en los años 2016, 2017 y 2018.

Durante cada año la toma de datos se dividió en grupos, un grupo consiste en condiciones de toma de datos constantes y cuando hay un cambio en el experimento por ejemplo en la intensidad o en el trigger se forma un nuevo grupo. Los grupos de datos utilizados en el análisis fueron 2016A, 2017A, 2017B, 2017C, 2017D, 2018A, 2018B, 2018C, 2018D, 2018E, 2018F, 2018E, 2018F, 2018E, 2018G y 2018H.

El resultado final fue la obtención de un archivo con el contenido de los histogramas de las distribuciones de  $m_{miss}^2$  para las hipótesis en la que la partícula que decayó fue un pion y un kaon, es decir, ambos histogramas en un sólo archivo.

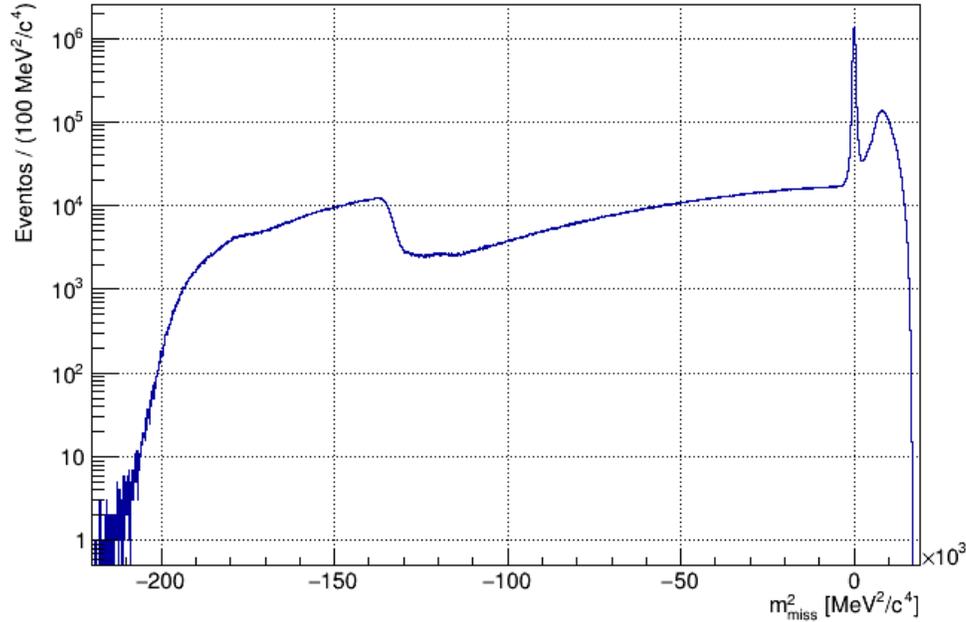


Figura 3.1: Histograma de distribución  $m_{miss}^2$  para la hipótesis de masa de pion. La escala en el número de eventos (eje y) es logarítmica.

Los histogramas correspondientes a la distribución de masa faltante para los casos donde se tuvo como hipótesis un pion y kaon que decayó se muestran en las figuras 3.1 y 3.2, los picos alrededor del valor cero corresponden a los decaimientos  $\pi^+ \rightarrow e^+\nu_e$  y  $K^+ \rightarrow e^+\nu_e$  respectivamente.

### 3.2. Selección de eventos en simulaciones

Similar a los datos también se utilizó el análisis para las simulaciones Monte Carlo. Las simulaciones son archivos que contienen información en un único modo de decaimiento, es decir, en una simulación todos los decaimientos van al mismo modo. Esto se logra gracias al entorno de trabajo Geant4 el cual permite recrear todo el experimento desde los detectores hasta las señales electrónicas producidas por los mismos y especificando el modo de decaimiento. Al igual que en los datos se obtienen en un mismo archivo los histogramas tanto de pion como de kaon.

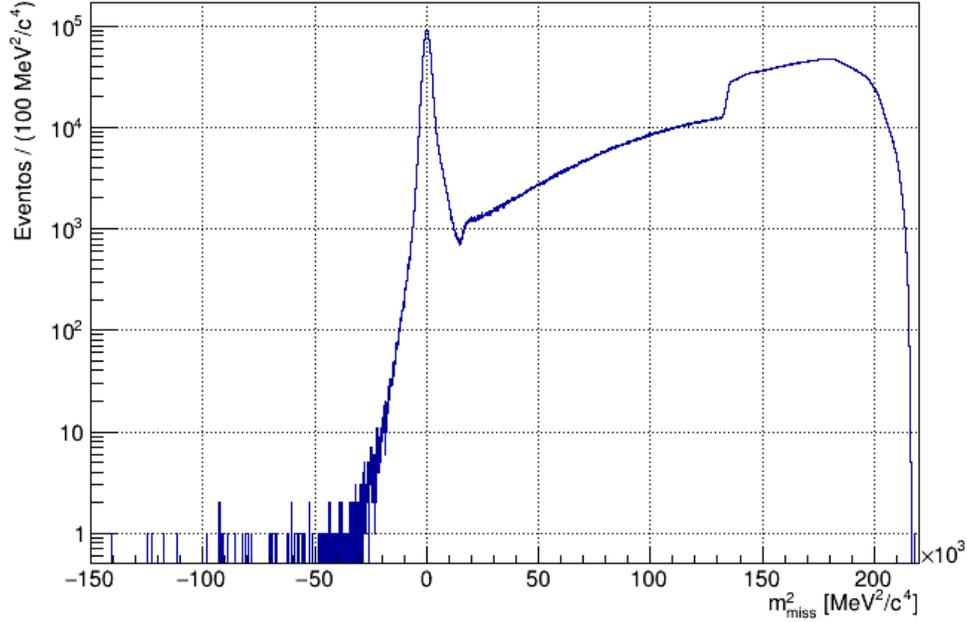


Figura 3.2: Histograma de distribución  $m_{miss}^2$  para la hipótesis de masa de kaon. La escala en el número de eventos (eje y) es logarítmica.

Como ejemplo se aplicó el análisis a la simulación Monte Carlo para el caso del decaimiento  $\pi^+ \rightarrow e^+\nu_e$  y se obtuvieron sus respectivos histogramas para ambas hipótesis de masa, debido a que es un decaimiento de dos cuerpos en la figura 3.3 se observa un pico central alrededor del valor cero y en la figura 3.4 el pico desaparece y aparece ahora una distribución distinta, esto es debido a que se ha hecho asumiendo que la partícula que decayó fue un kaon y no un pión (como ya sabíamos de antemano).

### 3.2.1. Aceptancia

Las simulaciones Monte Carlo también permiten obtener la aceptación ( $A$ ) del decaimiento, la cual se define de la siguiente forma

$$A = \frac{N_{Sig}}{N_{MC}} \quad (3.3)$$

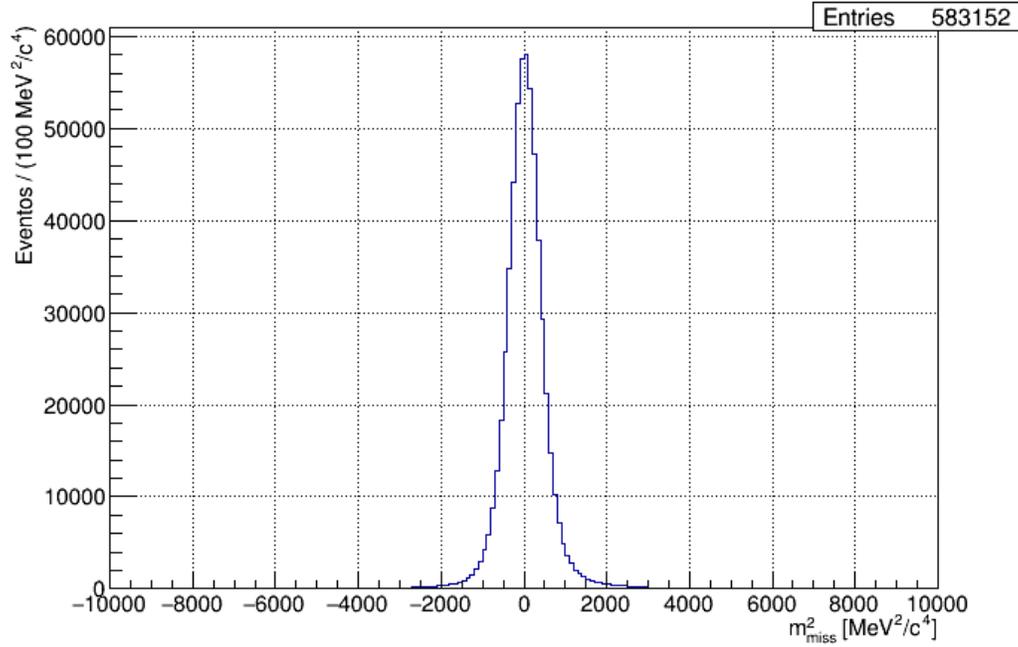


Figura 3.3: Histograma de distribución  $m_{miss}^2$  de la simulación del decaimiento  $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e$  para la hipótesis de masa de pion.

En donde  $N_{Sig}$  es el número de eventos encontrados o número de eventos en señal y  $N_{MC}$  fueron los eventos simulados.

El número de eventos en señal corresponde al número de entradas de los histogramas obtenidos posterior a los criterios de selección del análisis mientras que el número de eventos simulados es una cantidad que se especificó en la creación de la simulación correspondiente al número total de decaimientos en el modo simulado.

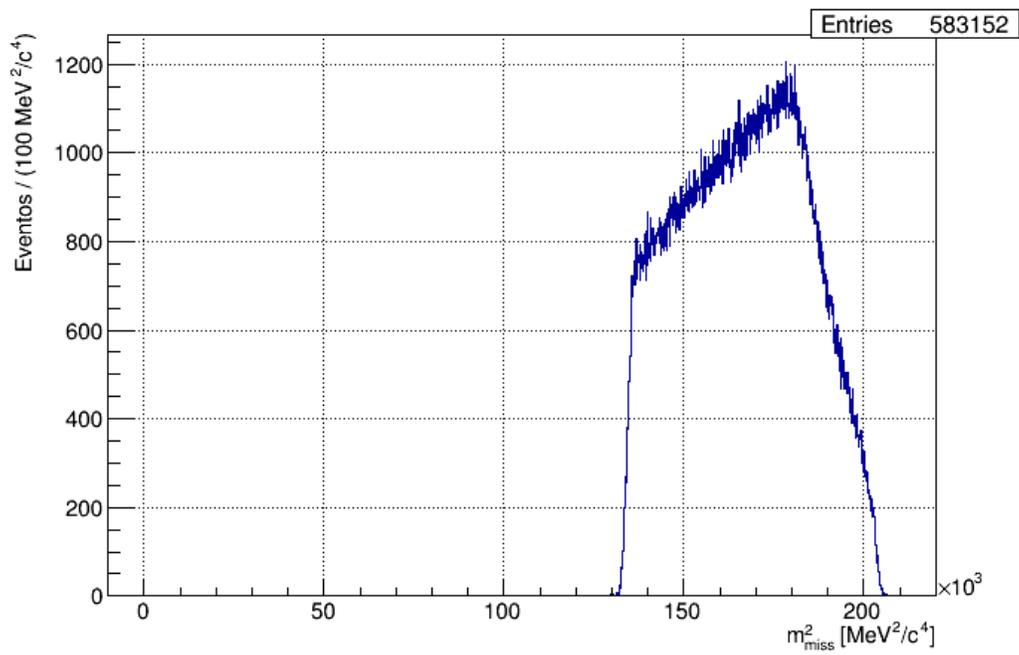


Figura 3.4: Histograma de distribución  $m_{miss}^2$  de la simulación del decaimiento  $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e$  donde se ha tomado la hipótesis de masa como kaon (el pion se ha calculado erróneamente como kaon).

# Capítulo 4

## Evaluación de ruido

Una vez fueron obtenidos los histogramas de las distribuciones de masa faltante al cuadrado producto de la selección de eventos del análisis, se procedió a determinar cuáles son los decaimientos que contribuyeron con la forma de las distribuciones.

Para lograr este objetivo se escribieron dos macros en el lenguaje de programación C++ y se hizo uso del framework ROOT (Apéndice C). Los macros toman por entrada los archivos con los histogramas de los datos y hacen uso de los archivos que contienen los histogramas de las simulaciones Monte Carlo de cada posible fuente de decaimiento. Las simulaciones fueron usadas con el fin de entender el ruido de manera cualitativa, optimizar la selección de eventos y justificar el procedimiento de búsqueda.

Debido a que nuestro decaimiento de interés es el  $\pi^+ \rightarrow e^+N$ , se hizo la normalización a los decaimientos con un positrón en el estado final, es decir, el histograma de distribución de  $m_{miss}^2$  con la hipótesis de que la partícula que decayó fue un pion se normalizó al decaimiento  $\pi^+ \rightarrow e^+\nu_e$ , y para el histograma de la distribución de  $m_{miss}^2$  con la hipótesis de que la partícula que decayó fue un kaon se normalizó al decaimiento  $K^+ \rightarrow e^+\nu_e$ . La normalización consistió en encontrar el número total de decaimientos tanto de piones como de kaones (sin importar el modo) usando los decaimientos antes mencionados, esto se logró ajustando una función a cada histograma de distribución  $m_{miss}^2$  asumiendo que el pico central en ambas distribuciones corresponde a una gaussiana y así el área corresponde al número de decaimientos en señal, y con la ayuda de las simulaciones en los decaimientos correspondientes a los picos centrales ya que de ellas se obtuvo el valor de la aceptación.

A partir del número de decaimientos en señal en los modos con un positrón en el estado final, y con sus respectivas aceptancias y fracciones de decaimiento es posible obtener el número total de piones y kaones.

Posteriormente se usaron las simulaciones en otros modos de decaimientos las cuales constituyen las fuentes de ruido y se escalaron con los valores obtenidos producto de la normalización, dependiendo de que partícula provino el decaimiento se eligió el factor de escala adecuado. Por último se comparó el resultado obtenido de los datos con las simulaciones.

Cada macro se utilizó con el objetivo de usar únicamente los histogramas en una sola hipótesis de masa, es decir, un macro se escribió para tomar únicamente los histogramas de  $m_{miss}^2$  con las hipótesis de masa de pion y el otro con las hipótesis de masa de kaon.

A continuación se explicará de manera detallada el proceso llevado a cabo en la escritura de los macros.

## 4.1. Normalización al decaimiento $\pi^+ \rightarrow e^+\nu_e$

### 4.1.1. Obtención del número de decaimientos $\pi^+ \rightarrow e^+\nu_e$ en señal

Para hacer la normalización al decaimiento  $\pi^+ \rightarrow e^+\nu_e$  en el histograma de distribución de  $m_{miss}^2$  con la hipótesis de que la partícula que decayó fue un pion se tuvo que obtener primeramente el número de decaimientos en señal de  $\pi^+ \rightarrow e^+\nu_e$ , este número corresponde al área que encierra el pico central alrededor del valor cero de la distribución. Se asumió que este pico corresponde a una gaussiana y por lo tanto se ajustó una función que tuviera esta función gaussiana más otros términos, a continuación se muestra la función que se utilizó en el ajuste

$$F_1 = P_0 \cdot P_1 \cdot \exp(-0,5 \cdot (x - P_2)^2 / P_3^2) / (P_3 \cdot \sqrt{2\pi}) \\ + P_0 \cdot P_4 \cdot \exp(-0,5 \cdot (x - P_5)^2 / P_6^2) / (P_6 \cdot \sqrt{2\pi}) \\ + P_7 + P_8 \cdot (x - P_2) + P_9 \cdot (x - P_2)^2$$

en el rango  $(-20000, 16500) \text{ MeV}^2/c^4$  como se muestra en la figura (4.1). Se hace notar que además se introdujo una segunda función gaussiana para tomar en cuenta también la forma de la distribución a la derecha del pico central, a pesar de que no necesariamente corresponde a una gaussiana

fue necesaria su introducción para mejorar el ajuste, así como también fue necesario la introducción de un polinomio de segundo orden.

Los parámetros  $P_i$  ( $i = 0, \dots, 9$ ) corresponden a los parámetros de ajuste.  $P_0$  es un parámetro fijo correspondiente a el ancho del bin,  $P_1$  es el número de decaimientos  $\pi^+ \rightarrow e^+\nu_e$  en señal,  $P_2$  y  $P_3$  son el valor medio y la desviación estándar de asumir el pico central con una gaussiana,  $P_4$  es el área de la segunda gaussiana,  $P_5$  y  $P_6$  el valor medio y desviación estándar de la segunda gaussiana y por último  $P_7, P_8$  y  $P_9$  los coeficientes del polinomio de segundo grado.

Ya que el objetivo del ajuste fue la obtención del número de decaimientos en señal, el parámetro relacionado a esto es  $P_1$  el cual expresaremos como  $N_e^{\pi^+}$ . Y del ajuste se obtuvo  $N_e^{\pi^+} = 1.17318 \times 10^7$  con  $\delta N_e^{\pi^+} / N_e^{\pi^+} = 0.031\%$  donde la incertidumbre  $\delta N_e^{\pi^+}$  se tomó únicamente del error del parámetro de ajuste.

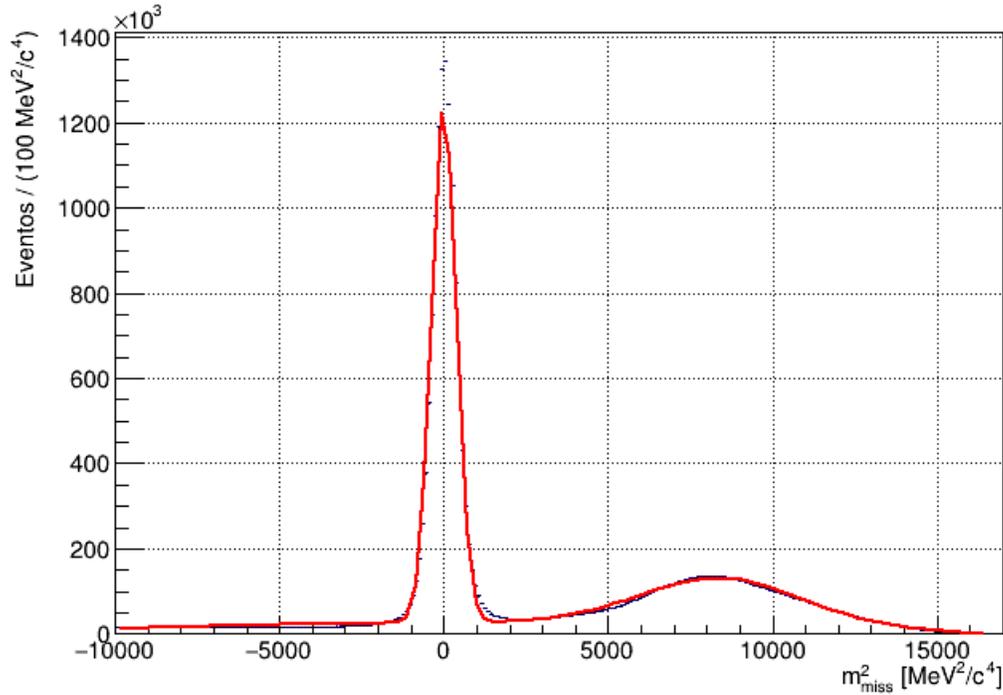


Figura 4.1: Función de ajuste que se realizó para la distribución  $m_{miss}^2$  en hipótesis de pion.

### 4.1.2. Obtención del número total de decaimientos de piones

Una vez fue determinado el número de decaimientos en señal  $N_e^{\pi^+}$  se obtuvo la aceptación del decaimiento  $\pi^+ \rightarrow e^+\nu_e$  con la ayuda de la simulación Monte Carlo en ese mismo modo de decaimiento y que la identificaremos como  $A_e^{\pi^+}$ .

Por último se determinó el número total de decaimientos de piones con la siguiente expresión

$$N_{\pi^+} = \frac{N_e^{\pi^+}}{A_e^{\pi^+} \cdot \mathcal{B}(\pi^+ \rightarrow e^+\nu_e)} \quad (4.1)$$

Donde  $\mathcal{B}(\pi^+ \rightarrow e^+\nu_e)$  corresponde a la fracción de decaimiento de  $\pi^+ \rightarrow e^+\nu_e$ . Y el cual dió como resultado un valor  $N_{\pi^+} = 1.64018 \times 10^{12}$  de decaimientos de piones y  $\delta N_{\pi^+}/N_{\pi^+} = \delta N_e^{\pi^+}/N_e^{\pi^+}$  ya que se tomó únicamente el error debido al parámetro de ajuste.

Además ya que al final se compararon los datos con la suma obtenida de todas las simulaciones fue necesario escalar el histograma de  $m_{miss}^2$  de la simulación con el siguiente factor

$$Z_{\pi^+} = \frac{N_e^{\pi^+}}{(N_e^{\pi^+})_{MC}^s} \quad (4.2)$$

En donde  $(N_e^{\pi^+})_{MC}^s$  corresponde al número de decaimientos en señal de la simulación Monte Carlo, que como ya se había mencionado anteriormente corresponde al número de entradas totales del histograma.

## 4.2. Normalización al decaimiento $K^+ \rightarrow e^+\nu_e$

### 4.2.1. Obtención del número de decaimientos $K^+ \rightarrow e^+\nu_e$ en señal

Un proceso similar a la normalización descrita anteriormente fue realizado para obtener el número total de decaimientos  $K^+ \rightarrow e^+\nu_e$ . Pero en esta ocasión se realizó en el histograma de la distribución de  $m_{miss}^2$  con la hipótesis de que la partícula que decayó fue un kaon. De igual manera se asumió que

## CAPÍTULO 4. EVALUACIÓN DE RUIDO

---

el pico central corresponde a una función gaussiana y se ajusto la siguiente función al histograma

$$F_2 = p_0 \cdot p_1 \cdot \exp(-0,5 \cdot (x - p_2)^2 / p_3^2) / (p_3 \cdot \sqrt{2\pi}) + p_4 + p_5 \cdot (x - p_2) + p_6 \cdot (x - p_2)^2$$

en el rango  $(-20000, 20000) \text{ MeV}^2/\text{c}^4$  como se muestra en la figura (4.2). Y donde los parámetros  $p_i$  ( $i = 0, \dots, 6$ ) son los parámetros del ajuste.

El parámetro  $p_1$  correspondiente con el número de decaimientos en señal lo expresaremos como  $N_e^{K^+}$ . Y del ajuste se obtuvo  $N_e^{K^+} = 3.65380 \times 10^6$  con  $\delta N_e^{K^+} / N_e^{K^+} = 0.054\%$  donde la incertidumbre  $\delta N_e^{K^+}$  se tomó únicamente del error del parámetro de ajuste.

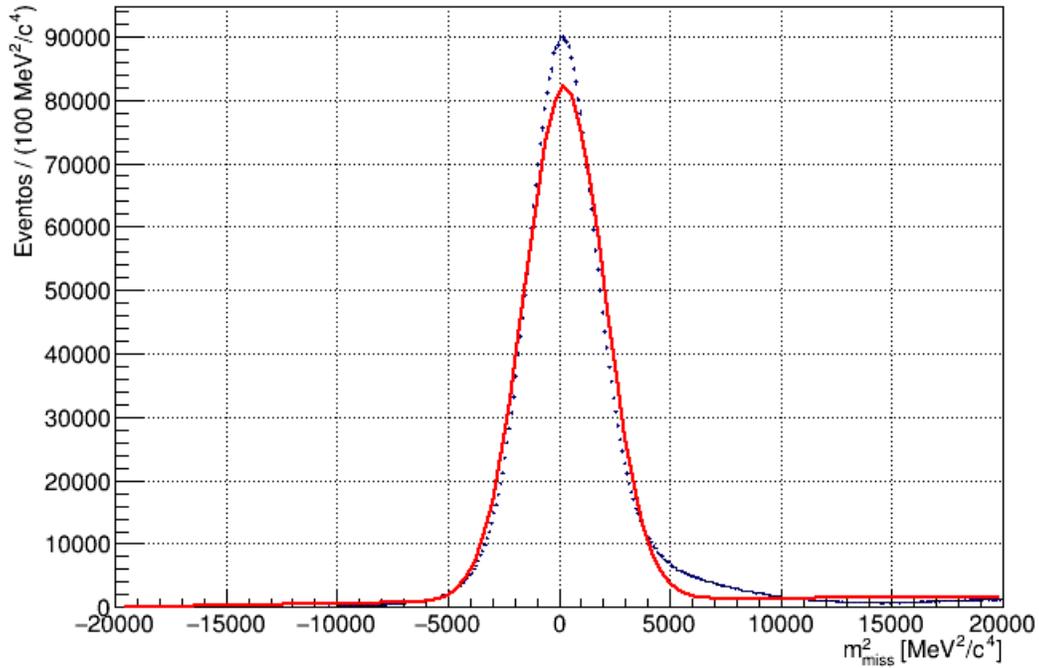


Figura 4.2: Función de ajuste que se realizó para la distribución  $m_{\text{miss}}^2$  en hipótesis de kaon.

### 4.2.2. Obtención del número total de decaimientos de kaones

Determinado el número de decaimientos en señal  $N_e^{K^+}$ , se obtuvo la aceptación del decaimiento  $K^+ \rightarrow e^+\nu_e$  de la simulación Monte Carlo en ese modo de decaimiento y que representamos como  $A_e^{K^+}$ . Así el número total de decaimientos de kaones se obtuvo con la expresión

$$N_{K^+} = \frac{N_e^{K^+}}{A_e^{K^+} \cdot \mathcal{B}(K^+ \rightarrow e^+\nu_e)} \quad (4.3)$$

Donde  $\mathcal{B}(K^+ \rightarrow e^+\nu_e)$  corresponde a la fracción de decaimiento de  $K^+ \rightarrow e^+\nu_e$ . Y el cual dio como resultado un valor  $N_{K^+} = 5.24483 \times 10^{12}$  de decaimientos de kaones y  $\delta N_{K^+}/N_{K^+} = \delta N_e^{K^+}/N_e^{K^+}$  ya que se tomó únicamente el error debido al parámetro de ajuste.

Además ya que al final se compararon los datos con todas las simulaciones fue necesario escalar el histograma de  $m_{miss}^2$  de la simulación con el siguiente factor

$$Z_{K^+} = \frac{N_e^{K^+}}{(N_e^{K^+})_{MC}^s} \quad (4.4)$$

En donde  $(N_e^{K^+})_{MC}^s$  corresponde al número de decaimientos en señal de la simulación Monte Carlo, que como ya se había mencionado anteriormente corresponde al número de entradas totales del histograma.

### 4.3. Fuentes de ruido

Posterior a las normalizaciones se usaron simulaciones Monte Carlo en diferentes modos de decaimiento tanto de pion como de kaon, los cuales se escalaron con los resultados obtenidos de la normalización correspondientes al número total de decaimientos, tanto de piones como de kaones.

El proceso consistió en tomar por entrada las simulaciones Monte Carlo e identificar si el decaimiento provino de un pion o un kaon, identificada la partícula que decayó se precedió a escalar el histograma de  $m_{miss}^2$  de la simulación con el factor correcto.

Si el decaimiento simulado provino de un pion, se escaló con el factor dado por la siguiente expresión

$$Z_l^{\pi^+} = \frac{N_{\pi^+}}{N_l^{\pi^+}} \quad (4.5)$$

Donde  $N_l^{\pi^+}$  es el equivalente a el número total de decaimientos de pion usando la simulación en ese modo particular (indicado por el subíndice  $l$ ) y que viene dado por

$$N_l^{\pi^+} = \frac{(N_l^{\pi^+})_{MC}}{\mathcal{B}(l)} \quad (4.6)$$

$(N_l^{\pi^+})_{MC}$  es el número de decaimientos simulados en el modo  $l$  y  $\mathcal{B}(l)$  es su respectiva fracción de decaimiento.

Usando las expresiones (4.1) y (4.6) en (4.5), además de la expresión para la aceptación (3.3) obtenemos

$$Z_l^{\pi^+} = \frac{N_e^{\pi^+}}{(N_e^{\pi^+})_{MC}^s} \cdot \frac{(N_e^{\pi^+})_{MC}}{(N_l^{\pi^+})_{MC}} \cdot \frac{\mathcal{B}(l)}{\mathcal{B}(\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e)} \quad (4.7)$$

Y si el decaimiento simulado provino de kaon, se escaló con el factor

$$Z_l^{K^+} = \frac{N_{K^+}}{N_l^{K^+}} \quad (4.8)$$

Donde  $N_l^{K^+}$  es el equivalente al número total de decaimientos de kaon usando la simulación en ese modo particular (indicado por el subíndice  $l$ ) y que viene dado por

$$N_l^{K^+} = \frac{(N_l^{K^+})_{MC}}{\mathcal{B}(l)} \quad (4.9)$$

Y de manera análoga al caso del pion se obtiene

$$Z_l^{K^+} = \frac{N_e^K}{(N_e^K)_{MC}^s} \cdot \frac{(N_e^{K^+})_{MC}}{(N_l^{K^+})_{MC}} \cdot \frac{\mathcal{B}(l)}{\mathcal{B}(K^+ \rightarrow e^+ \nu_e)} \quad (4.10)$$

Las expresiones (4.7) y (4.10) fueron las que se escribieron dentro de los macros.

### 4.3.1. Decaimientos debido a piones

Son aquellos decaimientos en los cuales un pion decae dentro de la región estándar de decaimiento que va desde los 102.425 m hasta los 180.0 m.

La principal fuente de ruido para las hipótesis de masas tomadas como pion y kaon proviene del decaimiento  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ . Debido a que se requiere

la trayectoria de un positrón en los detectores posteriores a la región de decaimiento, al decaimiento  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$  le sigue el decaimiento  $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu$  con lo cual el positrón producto del decaimiento del muon es detectado y pasa los criterios de selección del análisis. Ya que éste decaimiento es producto del decaimiento de un pion, los histogramas de  $m_{miss}^2$  para ambas hipótesis de masas se escalaron con el factor dado por la ecuación (4.7), y se usa  $\mathcal{B}(l) = \mathcal{B}(\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu)$ .

Además el decaimiento  $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e$  constituye una fuente ruido al decaimiento  $K^+ \rightarrow e^+ \nu_e$  cuando se toma la hipótesis de masa de kaon por lo que se escaló también con el factor (4.7). Notemos que al usar este factor se esta escalando consigo mismo el decaimiento, esto queda claro debido a que en el lado derecho de (4.7) el denominador del segundo producto es igual a  $(N_l^{\pi^+})_{MC} = (N_e^{\pi^+})_{MC}$  y el numerador del tercer producto es igual a  $\mathcal{B}(l) = \mathcal{B}(\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e)$ , por lo tanto el factor de escala se reduce a

$$Z_e^{\pi^+} = \frac{N_e^\pi}{(N_e^\pi)_{MC}}$$

que es exactamente el mismo factor dado en (4.2), el cual debía ser exactamente igual ya que el mismo factor debe ser aplicado a ambos histogramas sin importar que hipótesis de masa se usó.

### 4.3.2. Decaimientos debido a kaones

Son aquellos decaimientos en los cuales un kaon decae dentro de la región estándar de decaimiento que va desde los 102.425 m hasta los 180.0 m.

La principal fuente de ruido para las hipótesis de masas de pion y kaon proviene del decaimiento  $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ . Debido a que se requiere la trayectoria de un positrón en los detectores posteriores a la región de decaimiento, el decaimiento  $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$  es seguido por el decaimiento  $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu$  con lo cual el positrón final producto del decaimiento del muon es detectado y pasa los criterios de selección del análisis. Ya que este decaimiento es producto del decaimiento de un kaon, los histogramas de  $m_{miss}^2$  para ambas hipótesis de masas se escalaron con el factor dado por la ecuación (4.10), y se usa  $\mathcal{B}(l) = \mathcal{B}(K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu)$ .

De manera similar a la subsección anterior el decaimiento  $K^+ \rightarrow e^+ \nu_e$  constituye una fuente ruido al decaimiento  $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e$  cuando se toma la hipótesis de masa de pion, por lo que se escaló con el factor (4.10). Por lo que en el lado derecho de (4.10) el denominador del segundo producto es

igual a  $(N_l^{K^+})_{MC} = (N_e^{K^+})_{MC}$  y el numerador del tercer producto es igual a  $\mathcal{B}(l) = \mathcal{B}(K^+ \rightarrow e^+\nu_e)$ , dejando el factor de escala reducido a

$$Z_e^{K^+} = \frac{N_e^K}{(N_e^K)_{MC}}$$

exactamente el mismo factor dado en (4.4), como ya se había explicada anteriormente pero ahora con un kaon como la partícula que decayó.

### 4.3.3. Decaimientos upstream

Son aquellos decaimientos en los cuales una partícula del haz (pion o kaon) decae antes de la región estándar de decaimiento, abarcando la región que va desde los 69.175 m hasta los 102.425 m.

En estos casos la partícula madre decae antes de la región de decaimiento y debido a los campos magnéticos en esta zona la partícula hija que posee carga eléctrica ingresa en la región de decaimiento pero sin seguir la trayectoria normal del haz, posteriormente decae en un positrón que es detectado en los detectores posteriores a la región de decaimiento y su trayectoria proyectada con el haz nominal forma un vértice falso.

Las principales fuentes de este tipo de ruido son los decaimientos  $\pi^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu$  y  $K^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu$  seguidos del decaimiento  $\mu^+ \rightarrow e^+\nu_e\bar{\nu}_\mu$  y que son identificados con la leyenda upstream.

Para el caso del decaimiento de un pion se escaló con el factor (4.7) usando  $\mathcal{B}(l) = B(\pi^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu)$  y para el kaon se escalo con el factor (4.10) usando  $\mathcal{B}(l) = B(K^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu)$

### 4.3.4. Muon Halo

Similar a los decaimientos anteriores a la región de decaimiento (decaimientos upstream) el ruido producido por el muon halo se produce también anterior a la región de decaimiento y consiste en decaimientos de las partículas que conforman el haz en muones, los cuales como su nombre lo indica forman un halo que produce un patrón de anillo difuso que se extiende radialmente dentro la región de decaimiento. Al decaer estos muones en un positrón ( $\mu^+ \rightarrow e^+\nu_e\bar{\nu}_\mu$ ) provocan que éste sea detectado por los detectores posteriores a la región de decaimiento. Además el muon halo es el causante del veto aleatorio ya que su forma de halo se extiende hasta los detectores LAV los cuales al detectar señal automáticamente rechazan el evento.

El factor con el cual se escaló esta fuente de ruido no fue ninguno dado por las expresiones (4.7) y (4.10) ya que se desconoce de que partícula del haz provino el decaimiento, por lo que se trato de manera distinta. Debido a que ya se habían corrido todas las posibles fuentes de ruido con ayuda de las simulaciones distintas al muon halo, al comparar los histogramas de los datos con las simulaciones aún seguía habiendo un pequeño hueco en relación con los datos. Ya que la simulación del muon halo seguía la misma forma que la distribución faltante se supuso que el único ruido faltante era debido a este, por lo que el factor de escala fue seleccionado de manera que se ajustara a la parte faltante.

Cabe mencionar que sí existe una manera de calcular el factor de escala para el muon halo pero debido a que no es para nada trivial, el cálculo consumiría demasiado tiempo extra por su dificultad, por lo tanto se opto por la opción antes mencionada. Por último es importante aclarar que la elección del factor de escala no fue hecha de manera aleatoria si no por el contrario es bastante razonable.

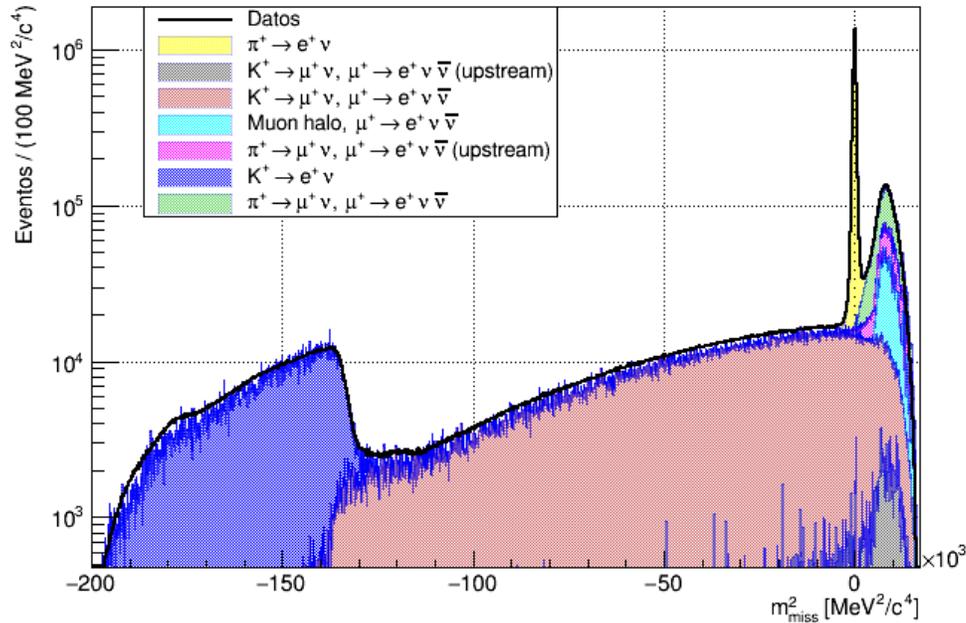


Figura 4.3: Distribución  $m_{miss}^2$  en la hipótesis de masa de pion descrito a partir de las simulaciones (la escala es logarítmica en el eje vertical).

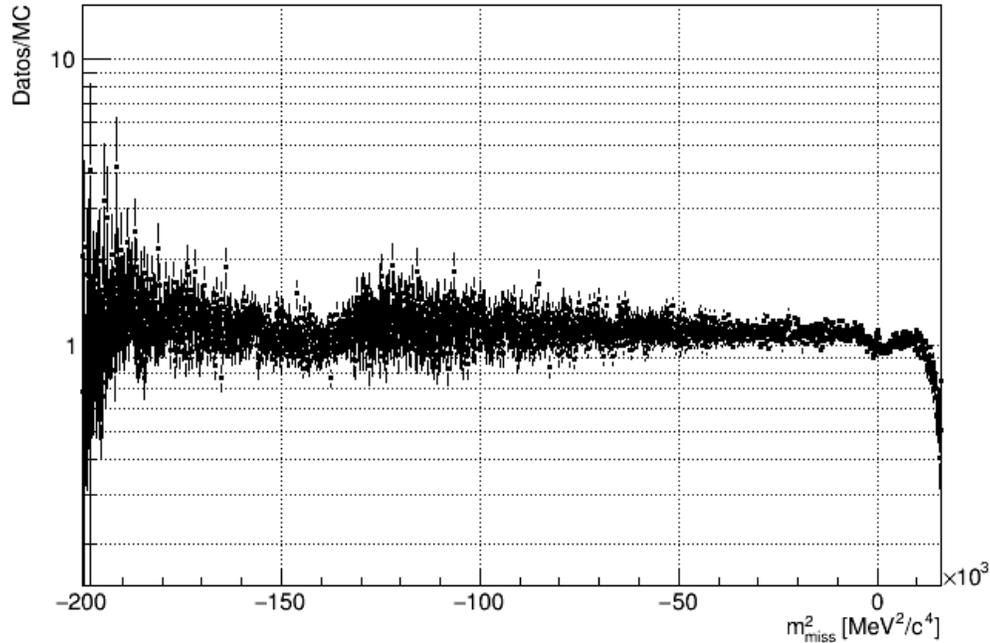


Figura 4.4: Cociente entre datos y simulaciones en la hipótesis de masa de pion (la escala es logarítmica en el eje vertical).

#### 4.4. Comparación de Datos con Simulaciones

Una vez escalados los histogramas de las simulaciones se agruparon en un solo histograma de manera que a pesar de estar apilados unos sobre otros fuera posible identificar el modo de decaimiento del cual provino la fuente de ruido. Finalmente se hizo la comparación con los datos en ambas hipótesis de masa.

La comparación entre los datos con las simulaciones usando los histogramas de  $m_{miss}^2$  con la hipótesis de masa de que la partícula que decayó fue un pion se observa en la figura (4.3). El cociente entre datos y simulaciones se encuentra en la figura (4.4).

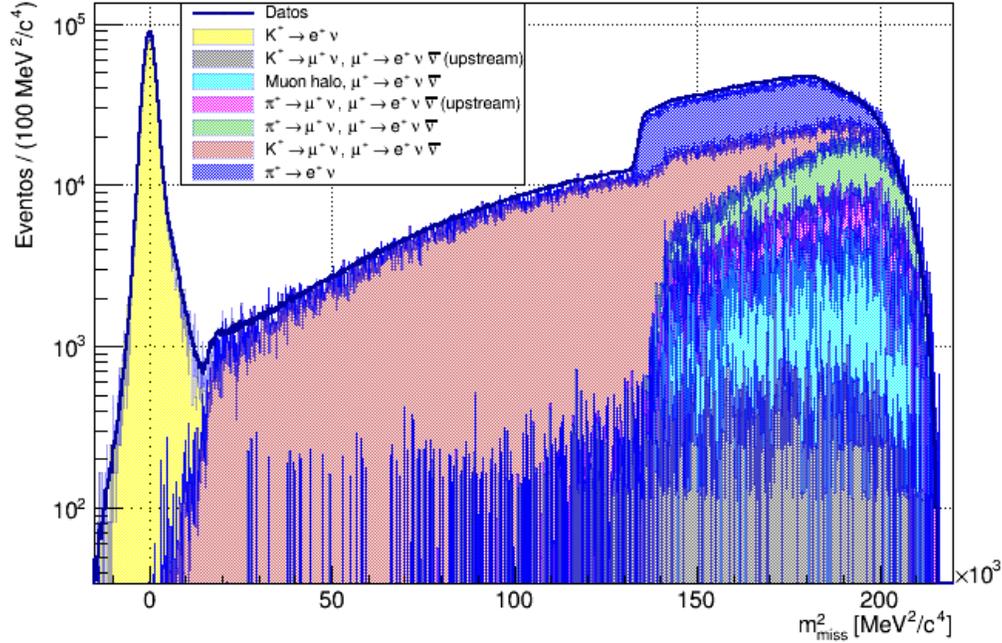


Figura 4.5: Distribución  $m_{miss}^2$  en la hipótesis de masa de kaon descrito a partir de las simulaciones (la escala es logarítmica en el eje vertical).

La comparación entre los datos con las simulaciones usando los histogramas de  $m_{miss}^2$  con la hipótesis de masa de que la partícula que decayó fue un kaon se observa en la figura (4.5). El cociente entre datos y simulaciones se encuentra en la figura (4.6).

Debido a que el presente trabajo se centro en la búsqueda de neutrinos pesados provenientes del decaimiento de piones, se trabajó a partir de aquí únicamente con el histograma de distribución  $m_{miss}^2$  con la hipótesis de masa de pion. El histograma con la hipótesis de kaon fue utilizado con el fin de escalar los decaimientos provenientes de kaones y la de confirmar el adecuado escalamiento de las simulaciones.

En la figura (4.7) se hace un acercamiento sobre la región de  $m_{miss}^2$  con un mayor énfasis en los valores positivos en el histograma del pion, ya que la región de los valores positivos es en donde aparecería una posible señal debido al decaimiento de interés  $\pi^+ \rightarrow e^+ N$ . Y además se puede apreciar lo mencionado anteriormente en el capítulo 3 acerca de que los decaimientos

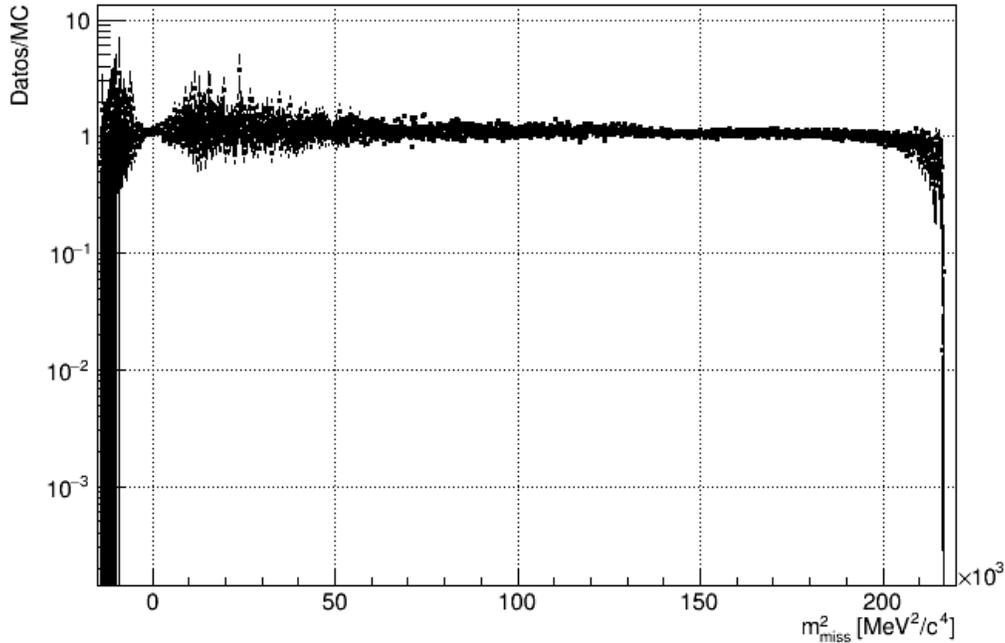


Figura 4.6: Cociente entre datos y simulaciones en la hipótesis de masa de kaon (la escala es logarítmica en el eje vertical).

debido a kaones escasamente introducen ruido en esta zona. En la figura (4.8) se muestra el cociente entre los datos y las simulaciones en esa zona.

Se concluyó que en la distribución de  $m_{miss}^2$  de los datos, el ruido estimado con las simulaciones a pesar de no ser descrito de manera tan perfecta se puede entender a partir de ellas, es decir, el cociente entre los datos y simulaciones debería estar distribuido alrededor del valor 1, sin embargo a partir del valor  $12000 \text{ MeV}^2/c^4$  el cociente se encuentra por debajo de 1, que se traduce en que no es perfecto ya que se tiene un ligero exceso por parte de las simulaciones. Pero debido a que la forma de la distribución en los datos sigue la misma forma que las simulaciones, quiere decir que no hay indicios claros de un decaimiento de dos cuerpos relacionado a alguna nueva partícula, o equivalentemente, la distribución en datos puede explicarse con la física de decaimientos conocidos.

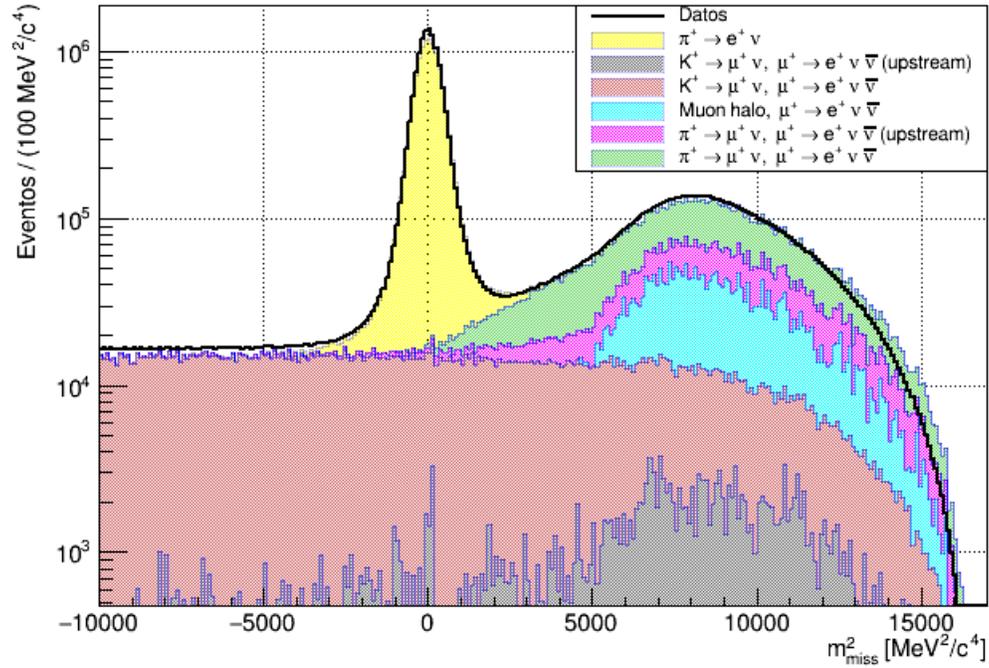


Figura 4.7: Histograma de distribución  $m_{miss}^2$  en la hipótesis de masa de pion descrito a partir de las simulaciones en la región  $(-10000, 16000)$   $\text{MeV}^2/c^4$  (la escala es logarítmica en el eje vertical).

Como se verá en el próximo capítulo, el que no existan picos o saltos abruptos en el histograma de distribución, es decir, que la distribución sea suave es suficiente para justificar el procedimiento de búsqueda.

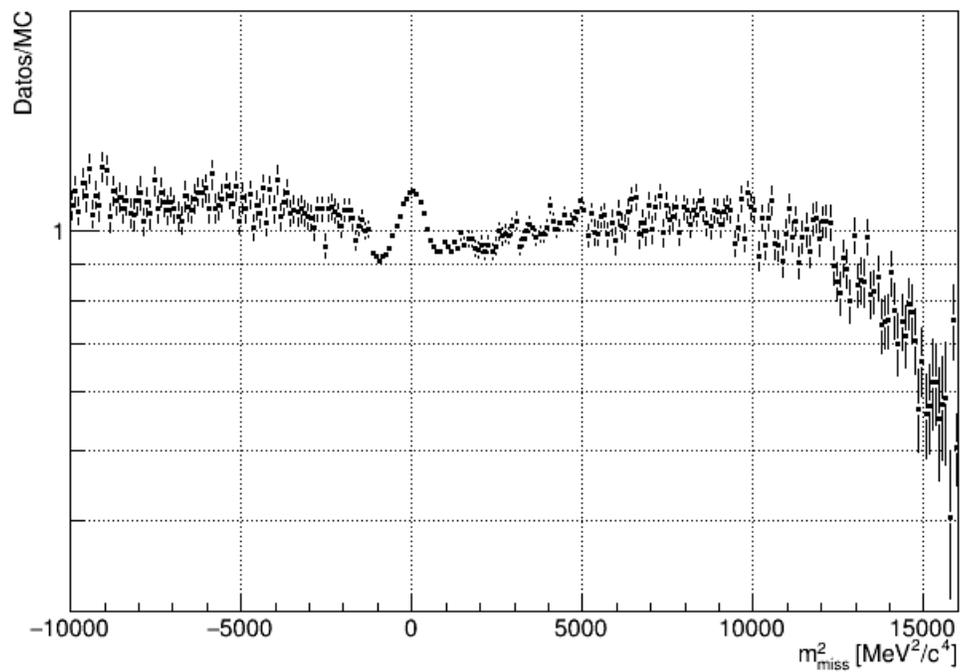


Figura 4.8: Cociente entre datos y simulaciones en la hipótesis de masa de pion en la región  $(-10000, 16000)$   $\text{MeV}^2/c^4$  (la escala es logarítmica en el eje vertical).

# Capítulo 5

## Procedimiento de búsqueda

### 5.1. Justificación de la búsqueda

En la sección 4.4 se mostró que el histograma de distribución  $m_{miss}^2$  puede ser descrito a partir de las simulaciones y a pesar de no haber sido de manera tan precisa, el que no haya estructuras de picos debido a algún decaimiento de dos cuerpos ni saltos abruptos en la distribución a la derecha del pico central del decaimiento  $\pi^+ \rightarrow e^+\nu_e$  (figura 4.7) sugirió que no hay indicios evidentes del decaimiento de interés  $\pi^+ \rightarrow e^+N$ .

Sin embargo si introducimos el modelo descrito en la relación (1.12) la cual para el presente trabajo con  $M = \pi$  y  $\ell = e$  se expresa como

$$\mathcal{B}(\pi^+ \rightarrow e^+N) = \mathcal{B}(\pi^+ \rightarrow e^+\nu_e) \cdot \rho_e(m_N) \cdot |U_{e4}|^2 \quad (5.1)$$

que es la razón de decaimiento esperada del decaimiento  $\pi^+ \rightarrow e^+N$ . Con

$$\rho_e(m_N) = \frac{(x+y) - (x-y)}{x(1-x)^2} \cdot \lambda^{1/2}(1, x, y) \quad (5.2)$$

donde  $x = (m_e/m_\pi)$ ,  $y = (m_N/m_\pi)$  y  $\lambda(a, b, c) = a^2 + b^2 + c^2 - 2(ab + bc + ac)$ .

La relación (5.1) sugiere que la ausencia de algún pico evidente en la distribución de  $m_{miss}^2$  relacionada al decaimiento de interés es debido a que su razón de decaimiento es demasiado pequeña comparada a la razón de decaimiento del modo  $\pi^+ \rightarrow e^+\nu_e$ , lo cual se traduce en que el factor  $|U_{e4}|^2$ , causante de esto debe ser pequeño. ¿Que tan pequeño es este parámetro de mezcla que provocó que no veamos señal alguna del decaimiento de interés?. Es la pregunta natural.

Para poder dar respuesta al cuestionamiento anterior se tomaron distintas hipótesis de masas de un posible neutrino pesado producido en un decaimiento de pion a positrón y en cada hipótesis de masa se obtuvo un límite superior en el número de eventos en señal  $N_S$  a partir de la estadística recabada en el histograma de  $m_{miss}^2$  de los datos utilizando el método CLs. El método CLs es un cociente de confianzas entre la hipótesis de señal más ruido y la hipótesis de solo ruido y que toma como prueba estadística el cociente de likelihoods entre la hipótesis de señal más ruido y la hipótesis de solo ruido [56][57]. Una vez obtenido un límite superior en una posible señal del decaimiento  $\pi^+ \rightarrow e^+ N$  en cada hipótesis de masa  $m_N$  se calculó el límite superior en el parámetro de mezcla  $|U_{e4}|^2$ .

El objetivo último fue entonces obtener un límite superior en el parámetro de mezcla  $|U_{e4}|^2$  para distintas hipótesis de masas de neutrino pesado. Y el cual fue logrado con la escritura de un macro en el lenguaje de programación C++, así como con la ayuda del framework ROOT y el framework del experimento NA62 (Apéndice C).

## 5.2. Single event sensitivity (SES)

El procedimiento de búsqueda consistió en la medición de la razón de decaimiento de  $\pi^+ \rightarrow e^+ N$  con respecto a la razón de decaimiento  $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e$  para una masa asumida del neutrino pesado  $m_N$ . Este enfoque se beneficia de cancelaciones a primer orden de ineficiencias residuales de los detectores que no se tienen en cuenta por completo en las simulaciones, así como también las ineficiencias del trigger y pérdidas debido a vetos aleatorios. Así pues el número esperado de eventos en señal  $N_S$  puede ser escrito como

$$N_S = \frac{\mathcal{B}(\pi^+ \rightarrow e^+ N)}{\mathcal{B}_{SES}(\pi^+ \rightarrow e^+ N)} = \frac{|U_{e4}|^2}{|U_{e4}|_{SES}^2} \quad (5.3)$$

En donde la razón de decaimiento  $\mathcal{B}_{SES}(\pi^+ \rightarrow e^+ N)$  y el parámetro de mezcla  $|U_{e4}|_{SES}^2$  corresponden a la observación de un evento de señal (Single Event Sensitivity (SES)), son definidos como

$$\mathcal{B}_{SES}(\pi^+ \rightarrow e^+ N) = \frac{1}{N_{\pi^+} \cdot A_N} \quad (5.4)$$

$$|U_{e4}|_{SES}^2 = \frac{\mathcal{B}_{SES}(\pi^+ \rightarrow e^+ N)}{\mathcal{B}(\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e) \cdot \rho_e(m_N)} \quad (5.5)$$

donde  $N_{\pi^+}$  es el número de decaimientos de piones en la región de decaimiento dado por la expresión (4.1),  $A_N$  es la aceptación del neutrino pesado y el factor cinemático  $\rho_e(m_N)$  es el correspondiente a la expresión (5.2).

### 5.3. Uso de simulaciones de neutrinos pesados

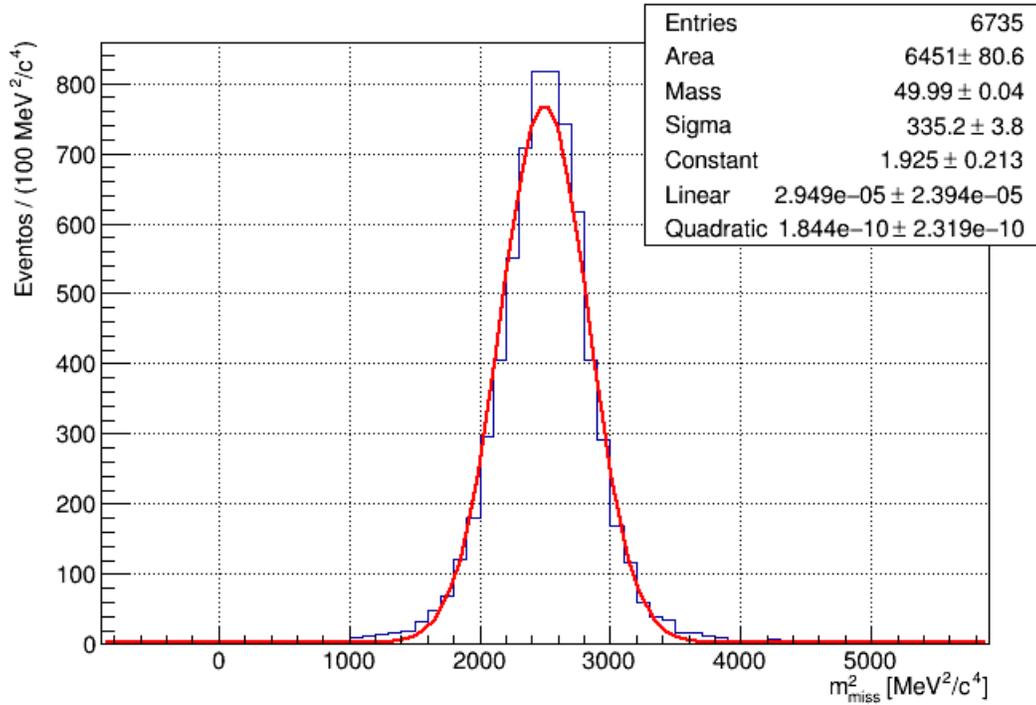


Figura 5.1: Ajuste en la hipótesis de masa  $50 \text{ MeV}/c^2$ .

Dentro del macro se utilizaron simulaciones en 13 hipótesis de masas distintas de un posible neutrino pesado apareciendo producto del decaimiento  $\mathcal{B}(\pi^+ \rightarrow e^+ N)$ . Desde la masa de  $10 \text{ MeV}/c^2$  hasta la masa  $130 \text{ MeV}/c^2$  en saltos de  $10 \text{ MeV}/c^2$ , asumiendo que su tiempo de vida excede los 50 ns.

Debido a que el neutrino pesado proviene de un decaimiento de dos cuerpos, un pico apareció en el histograma de  $m_{miss}^2$  y el cual fue tratado como

una gaussiana en cada hipótesis de masa, con esto en consideración se ajusto la siguiente función

$$f = A_0 \cdot A_1 \cdot \exp(-0,5 \cdot (x - A_2^2)/A_3^2)/(A_3 \cdot \sqrt{2\pi}) + A_4 + A_5 \cdot (x - A_2^2) + A_6 \cdot (x - A_2^2)^2$$

Los parámetros  $A_i$  ( $i = 0, \dots, 6$ ) corresponden a los parámetros de ajuste.  $A_0$  es un parámetro fijo correspondiente al ancho del bin,  $A_1$  es el número de decaimientos en señal,  $A_2$  corresponde a la masa la cual se encuentra elevada al cuadrado debido a que se realizó el ajuste sobre los histogramas de  $m_{miss}^2$ , y como una función gaussiana se ajustó, el parámetro del valor medio corresponde a  $A_2^2$ .  $A_3$  es la desviación estándar de la gaussiana que corresponde a la resolución de la señal y finalmente  $A_4$ ,  $A_5$  y  $A_6$  son los coeficientes del polinomio.

En la figura (5.1) se muestra un ejemplo de un ajuste hecho al histograma de  $m_{miss}^2$  correspondiente a una masa de neutrino pesado con valor de 50 MeV/ $c^2$ .

Finalizados los ajustes en cada hipótesis de masa se construyó un gráfico de puntos de la masa obtenida resultado ajuste (dada por el valor del parámetro  $A_2$ ) contra la masa simulada (la cual ya se sabía de antemano) con el fin de corroborar si los ajustes se realizaron de manera satisfactoria alrededor del valor adecuado. Al gráfico de puntos se le ajustó una línea recta la cual pasaba por el valor cero y tenía pendiente alrededor de 1, lo que indicó que se hicieron correctamente los ajustes alrededor de los valores adecuados de masa. En la figura (5.2) se muestra el gráfico de puntos junto con la función de ajuste.

### 5.3.1. Obtención de aceptancias y resoluciones

De la función de ajuste se obtuvo también el valor de las resoluciones del neutrino pesado en las distintas hipótesis de masa simuladas. Y las aceptancias se obtuvieron de las simulaciones y fueron dadas por la expresión (3.3). Se construyeron dos gráficos de puntos, uno de las aceptancias contra la masa del neutrino pesado y otro de la resolución de la señal contra la masa del neutrino pesado. Dichos gráficos contenían el mismo número de puntos que el número de simulaciones usado. Posteriormente a ambos gráficos se ajusto un polinomio de orden 3 para así interpolar a los demás valores en

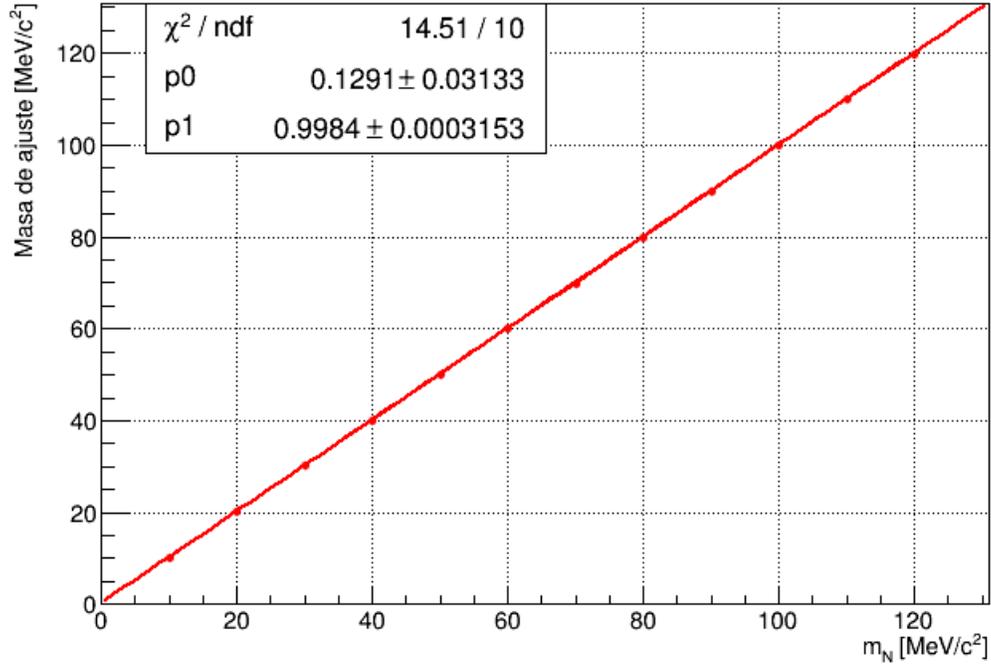


Figura 5.2: Gráfico de comparación de la masa obtenida del ajuste contra la masa simulada.

masa. A continuación se escribe el polinomio de ajuste

$$P = a_0 + a_1x + a_2x^2 + a_3x^3$$

Los coeficientes de ajuste del polinomio se almacenaron en dos vectores, correspondientes a los ajustes en ambos gráficos de puntos. Y con ellos se construyeron los polinomios de grado 3 que daban como resultado ya sea un valor de la resolución o de la aceptación cuando se introducía un valor de masa  $m_N$ , es decir, tanto las resoluciones como las aceptancias se expresaron como polinomios de orden 3

$$\sigma_{m^2} = P_{1,\sigma_{m^2}}(x) = a_{10} + a_{11}x + a_{12}x^2 + a_{13}x^3 \quad (5.6)$$

$$A_{m^2} = P_{2,A_{m^2}}(x) = a_{20} + a_{21}x + a_{22}x^2 + a_{23}x^3 \quad (5.7)$$

En las figuras (5.3) y (5.4) se muestran los gráficos de puntos junto con sus respectivos polinomios de ajuste y los valores de sus coeficientes.

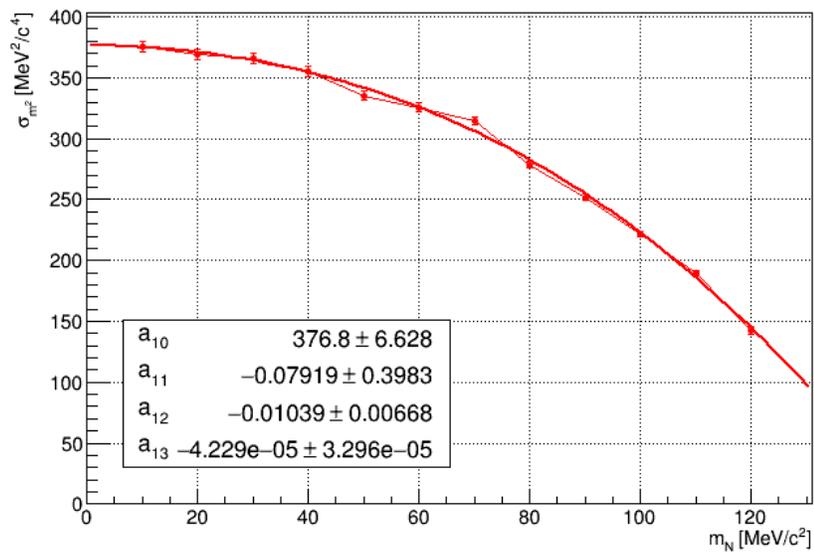


Figura 5.3: Gráfico de la resolución.

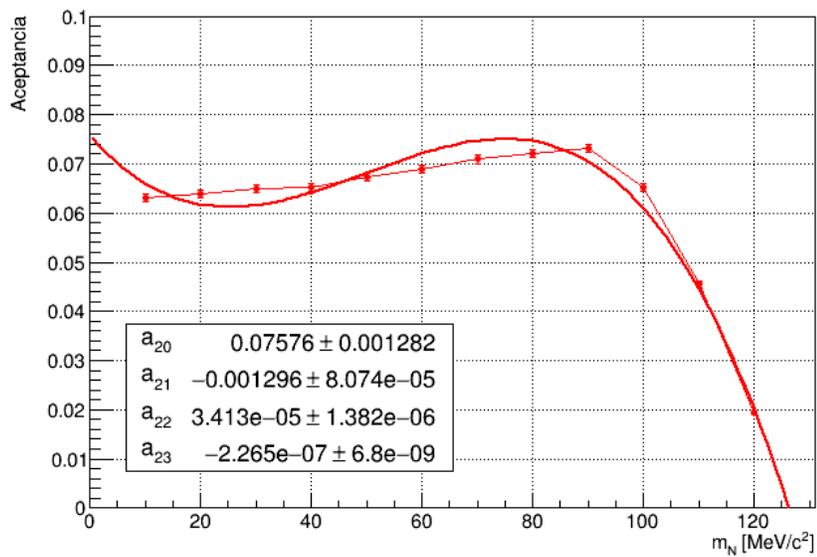


Figura 5.4: Gráfico de la aceptación.

## 5.4. Procedimiento para la obtención de un límite superior en el parámetro de mezcla $|U_{e4}|^2$

El proceso  $\pi^+ \rightarrow e^+N$  fue investigado en distintas hipótesis de masas  $m_N$ . La selección de eventos fue hecha en la ventana de señal  $|m_{miss}^2 - m_N^2| < 1.5\sigma_{m^2}$  para cada hipótesis de masa.

En cada hipótesis de masa de neutrino pesado se ajustó una función en el histograma de distribución  $m_{miss}^2$  de los datos en el rango  $|m_{miss}^2 - m_N^2| < 6.25\sigma_{m^2}$  (la elección de este rango se explica de manera cualitativa en el apéndice A). El ajuste se hizo con el fin de obtener el número de eventos esperados  $N_{exp}$  que corresponde a la hipótesis de que sólo se tiene ruido (ausencia de señal) así como su error  $\delta N_{exp}$ , el cual provino de errores estadísticos en los parámetros del ajuste y el número de eventos observados  $N_{obs}$  el cual consiste en la hipótesis de señal más el ruido observado para posteriormente obtener un límite superior en el número de eventos en señal  $N_S$  de un posible neutrino pesado debido al decaimiento  $\pi^+ \rightarrow e^+N$  usando el método CLs.

Finalmente a partir de este resultado fue posible calcular límites superiores en el parámetro de mezcla  $|U_{e4}|^2$  y la razón de decaimiento  $\mathcal{B}(\pi^+ \rightarrow e^+N)$  los cuales fueron los objetivos últimos del presente trabajo.

### 5.4.1. Obtención de un límite superior en el número de eventos en señal $N_S$

Dentro del análisis el observable es la masa faltante al cuadrado, sin embargo nuestro objetivo recae en la producción de neutrinos pesados para un conjunto de hipótesis de masas, por lo que el parámetro de interés es la masa del neutrino pesado  $m_N$ . Así pues a cada hipótesis de masa  $m_N$  le corresponde el observable  $(m_{miss}^2)_N = m_N^2$ .

Se definió que el espaciado entre hipótesis  $m_N^2$  fuera el valor correspondiente al ancho de un bin equivalente a  $100 \text{ MeV}^2/c^4$  y se tomó el valor del centro del bin como la hipótesis  $m_N^2$ . La búsqueda se realizó en la región entre  $3650 \text{ MeV}^2/c^4$  y  $15550 \text{ MeV}^2/c^4$ .

En cada hipótesis  $m_N^2$  se definió la región de ajuste  $|m_{miss}^2 - m_N^2| < 6.25\sigma_{m^2}$ , adicionalmente se requirió que el espectro de  $m_{miss}^2$  estuviera dentro del rango de  $2550 \text{ MeV}^2/c^4$  hasta  $16050 \text{ MeV}^2/c^4$ .

Lo anterior da como resultado una región de búsqueda entre 60 MeV/c<sup>2</sup> y 125 MeV/c<sup>2</sup> en masa  $m_N$ .

Dentro de la región de ajuste se ajustó una función caracterizada por un polinomio y una gaussiana. El polinomio cumple la labor como descripción del ruido donde el coeficiente constante y su error se tomaron, el primero para el cálculo de  $N_{exp}$  y el último para el cálculo de  $\delta N_{exp}$ . Y la gaussiana tuvo el objetivo de simular una fluctuación para construir la hipótesis de la señal más ruido  $N_{obs}$ .

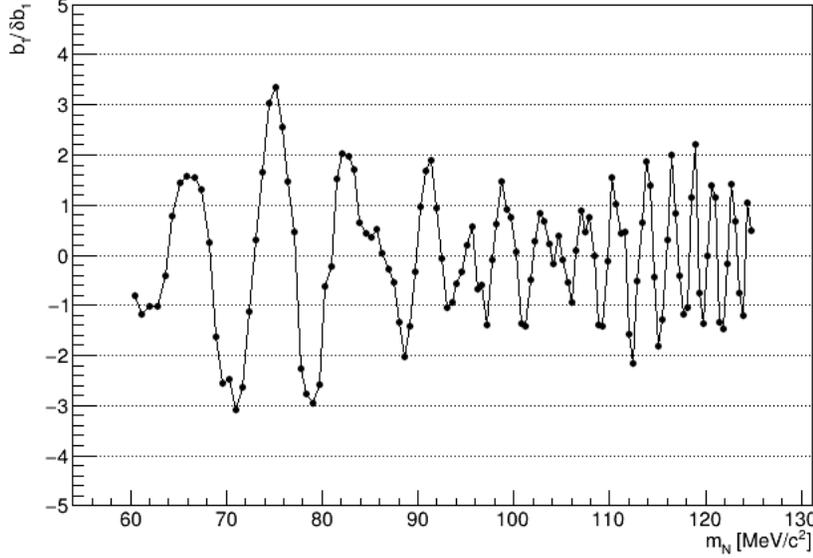
Se encontró que el mejor descriptor del ruido fue un polinomio de orden 6 (véase el apéndice A) por lo que en cada hipótesis  $m_N^2$  en la región  $|m_{miss}^2 - m_N^2| < 6.25\sigma_{m^2}$  se ajustó la siguiente función

$$g_1 = b_0 \cdot b_1 \cdot \exp(-0,5 \cdot (x - b_2)^2 / b_3^2) / (b_3 \cdot \sqrt{2\pi}) \\ + b_4 + b_5 \cdot (x - b_2) + b_6 \cdot (x - b_2)^2 + b_7 \cdot (x - b_2)^3 \\ + b_8 \cdot (x - b_2)^4 + b_9 \cdot (x - b_2)^5 + b_{10} \cdot (x - b_2)^6 \quad (5.8)$$

donde  $b_i$  ( $i = 0, \dots, 10$ ) son los parámetros de ajuste. El parámetro  $b_0$  es un parámetro fijo correspondiente al ancho del bin. Los parámetros  $b_1$ ,  $b_2$  y  $b_3$  corresponden a los valores de área, valor medio y desviación estándar de la introducción de una gaussiana debido a una fluctuación, con lo cual el área corresponde a dicha fluctuación, el valor medio es un parámetro fijo que corresponde a la hipótesis de masa cuadrada del neutrino pesado  $m_N^2$  y el parámetro de la desviación estándar es también un parámetro fijo que corresponde con la resolución en esa hipótesis de masa cuadrada  $\sigma_{m^2}$  y que se obtuvo a partir del polinomio de ajuste (5.6) introduciendo su respectiva hipótesis de masa. Y el resto de parámetros  $b_j$  ( $j = 4, \dots, 10$ ) son los parámetros de ajuste del polinomio asociado a la descripción del ruido que se hizo alrededor de la hipótesis de masa correspondiente, y en donde  $b_4$  esta asociado a la hipótesis de ruido.

Posteriormente se uso el parámetro  $b_1$  relacionado a la fluctuación introducida debido a la gaussiana así como su error  $\delta b_1$ , se obtuvo el cociente entre ellos  $b_1/\delta b_1$  y se impuso la condición de que su valor absoluto fuera menor que 5 ( $|b_1/\delta b_1| < 5$ ). Un cociente mayor a este valor indicaría una gran fluctuación que debía ser evidente en el histograma de distribución  $m_{miss}^2$ .

En la figura (5.5) se muestra el gráfico del cociente  $b_1/\delta b_1$  contra masa y en el se puede apreciar que los valores obtenidos, en general, oscilan alrededor del valor 0, como es de esperarse.


 Figura 5.5: Gráfico del cociente  $b_1/\delta b_1$  contra  $m_N$ .

Adicionalmente se construyó un histograma que contuviera la información relacionada a que tan bueno se realizó el ajuste, por lo que se gráfico el  $\chi^2$  entre el número de grados de libertad (ndf, number of degrees of freedom) contra la masa  $m_N$  (figura 5.6). Un  $\chi^2/\text{ndf}$  cercano al valor 1 indica un buen ajuste.

Posterior a los ajustes y al análisis de que tan buenos fueron los ajustes, se obtuvo un límite superior para el número de eventos en señal en cada hipótesis de masa  $m_N$  de un neutrino pesado con un nivel de confianza del 90 % usando la implementación del método CLs que se encuentra dentro del framework del experimento NA62 [58]. Los límites se calcularon a partir de los parámetros dados por los ajustes en la ventana de señal  $|m_{miss}^2 - m_N^2| < 1.5\sigma_{m^2}$  de la siguiente manera

$$N_{exp} = b_4 \cdot 1,5 \cdot 2 \cdot \sigma_{m^2}/b_0 \quad (5.9)$$

$$\delta N_{exp} = \delta b_4 \cdot \sqrt{(2 \cdot 1,5 \cdot \sigma_{m^2}/b_0)} \quad (5.10)$$

$$N_{obs} = N_{exp} + \text{erf}(1,5/\sqrt{2}) \cdot b_1 \quad (5.11)$$

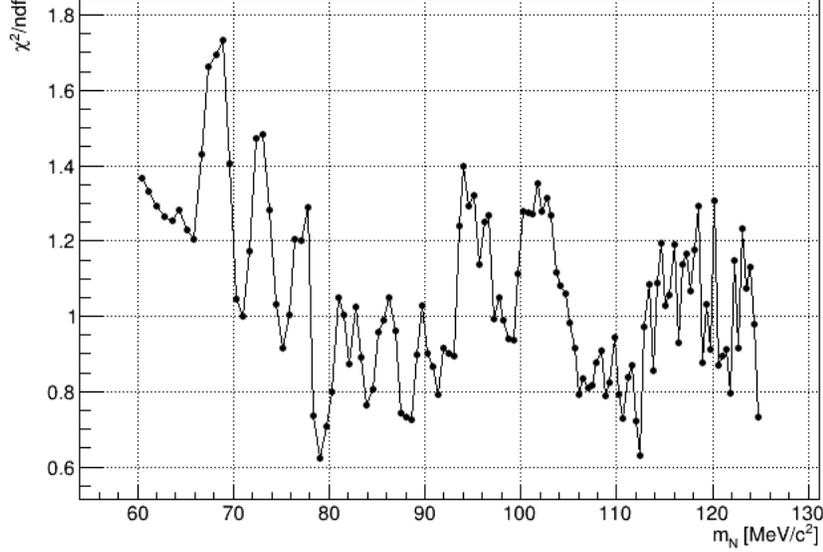


Figura 5.6: Gráfico de  $\chi^2/\text{ndf}$  contra  $m_N$ .

Con  $b_0$ ,  $b_1$ ,  $b_4$  siendo los parámetros dados por los ajustes de la expresión (5.8),  $\delta b_4$  el error del parámetro  $b_4$ , y

$$\text{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt$$

La figura (5.7) muestra el gráfico en donde se presentan los límites superiores obtenidos en cada hipótesis de masa.

#### 5.4.2. Cálculo del parámetro de mezcla $|U_{e4}|^2$

Finalmente después de obtener los límites superiores  $N_S$  se utilizaron las ecuaciones (5.4) y (5.5) para el cálculo de los valores de single event sensitivity (SES). La figura (5.8) muestra el gráfico para cada hipótesis de masa. Y a partir de ellos se usó la ecuación (5.3) para obtener los límites superiores en el parámetro de mezcla  $|U_{e4}|^2$  y en la razón de decaimiento  $\mathcal{B}(\pi^+ \rightarrow e^+N)$ , cuyos resultados son presentados en el siguiente capítulo.

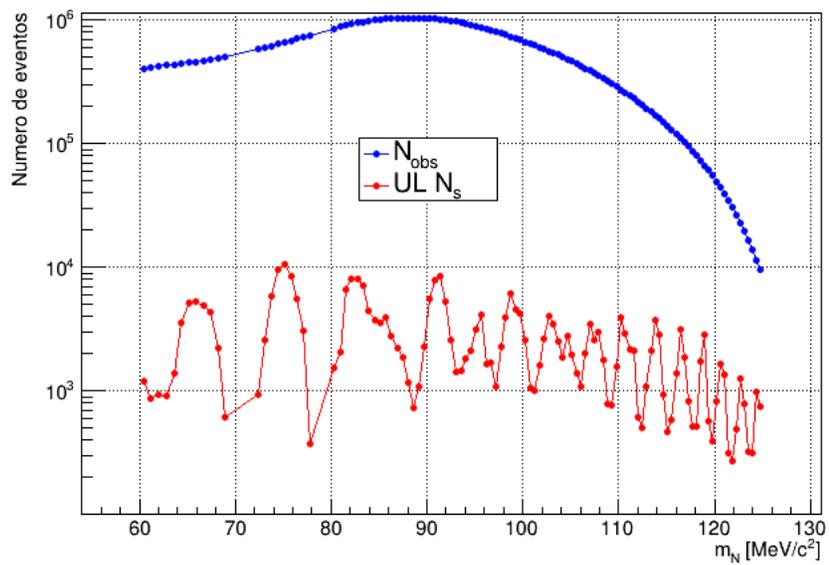


Figura 5.7: Eventos observado y límite superior.

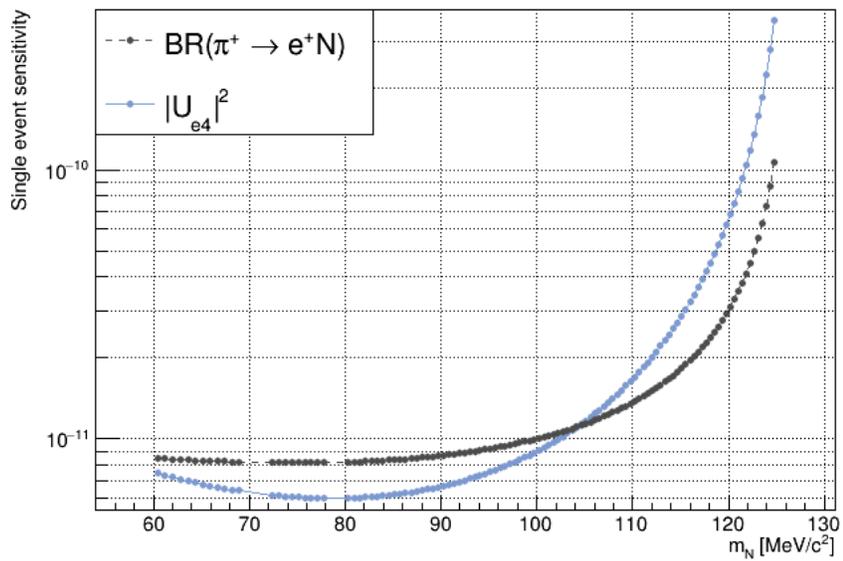


Figura 5.8: SES.

# Capítulo 6

## Resultados y trabajo futuro

### 6.1. Resultados y discusión

Por último de la ecuación (5.3) y usando el single event sensitivity de  $\mathcal{B}_{SES}(\pi^+ \rightarrow e^+N)$  y  $|U_{e4}|_{SES}^2$  se obtuvieron los límites al 90 % de nivel de confianza para 113 hipótesis de masas de neutrino pesado. Los límites superiores en la razón de decaimiento  $\mathcal{B}(\pi^+ \rightarrow e^+N)$  se muestran en la figura (6.1) y los límites obtenidos para el parámetro de mezcla  $|U_{e4}|^2$  se muestran en la figura (6.2).

Los límites superiores en el parámetro de mezcla  $|U_{e4}|^4$  obtenidos en este trabajo se muestran juntos con los obtenidos por la colaboración PIENU [41] en la figura (6.3).

Los resultados reportados en esta tesis son prácticamente del mismo orden que los obtenidos por la colaboración PIENU, el cual es un experimento dedicado a la identificación de decaimientos de piones. Con lo cual el experimento NA62 a pesar de no estar diseñado para la identificación de piones con la cantidad de datos recolectados en el periodo 2016-2018 logra el mismo orden en el límite superior del parámetro de mezcla  $|U_{e4}|^2$ .

### 6.2. Trabajo futuro

En el futuro una serie de estudios sistemáticos debe de ser llevado a cabo con el fin de poder publicar los resultados anteriores, los cuales son un análisis cuantitativo profundo en el estudio de los polinomios de grados diferentes que componen la función de ajuste y estudiar las variaciones entre

cada uno, y considerando además la posibilidad de introducir dos polinomios distintos para la zona anterior y posterior al máximo que se presenta en el histograma de  $m_{miss}^2$  de los datos. Otro camino distinto a evitar el ajuste de los polinomios es una mejor descripción de las simulaciones Monte Carlo ya que a partir de ellas se calcularía el valor de los parámetros  $N_{exp}$  y  $\delta N_{exp}$  directamente.

Ademas cada año el experimento NA62 acumula la misma estadística o incluso más. Se estima que para finales del año 2025 se colecte 10 veces la estadística actual, por lo que se obtendría una mejora mayor a un factor 3 en los resultados. Y que por obvias razones esto va más allá de un trabajo de maestría.

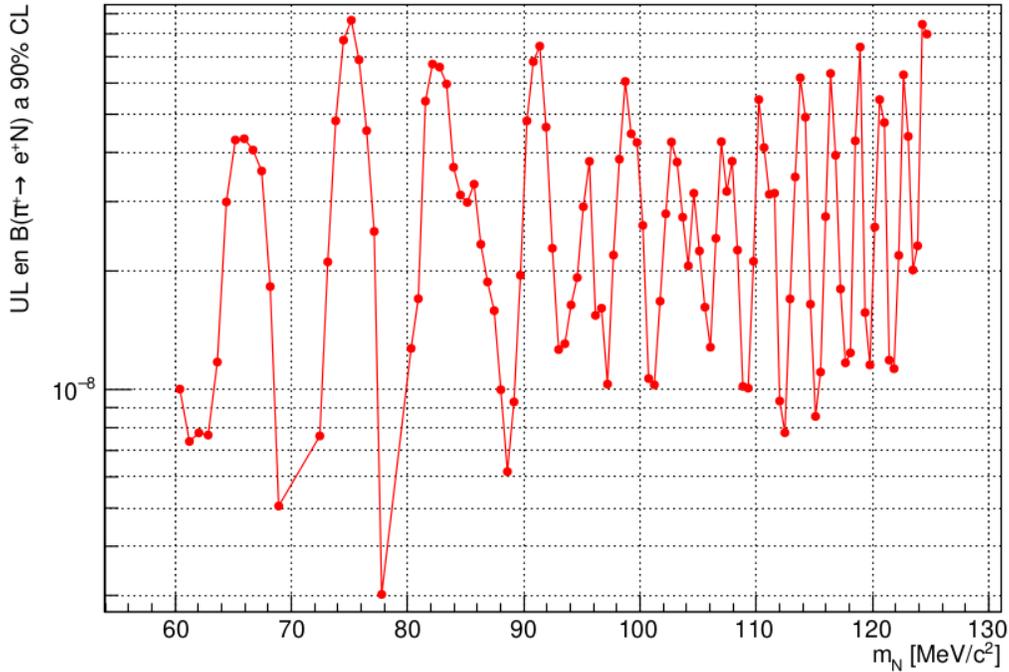


Figura 6.1: Límites superiores en la razón de decaimiento  $\mathcal{B}(\pi^+ \rightarrow e^+N)$ .

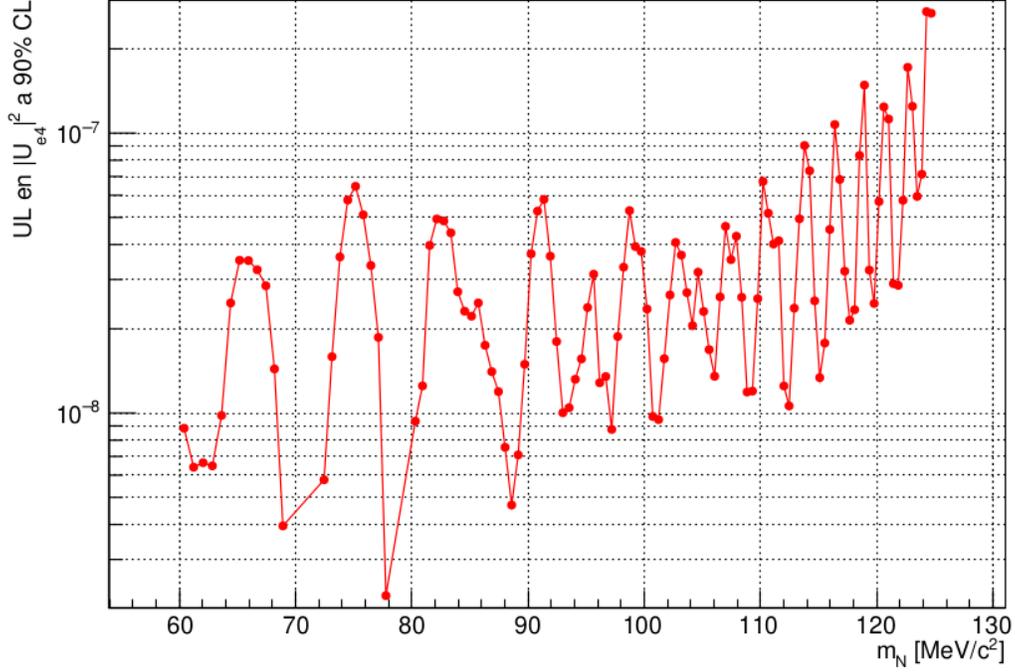


Figura 6.2: Límites superiores en el parámetro de mezcla  $|U_{e4}|^2$ .

### 6.3. Conclusión

En este trabajo de tesis se obtuvo un límite superior para la razón de decaimiento posible de un neutrino pesado (N) en el decaimiento  $\mathcal{B}(\pi^+ \rightarrow e^+N)$ , para cada hipótesis de masa  $m_N$  estudiada en la distribución de  $(M_{mass})^2$  del decaimiento del MS  $\pi^+ \rightarrow e^+\nu$  con un 90% de nivel de confianza, utilizando el método CLs.

Este resultado a su vez se tradujo en un límite superior para el parámetro de mezcla  $|U_{e4}|^4$  para cada hipótesis de masa  $m_N$ .

Ambos resultados son consistentes con los reportados por experimentos anteriores.

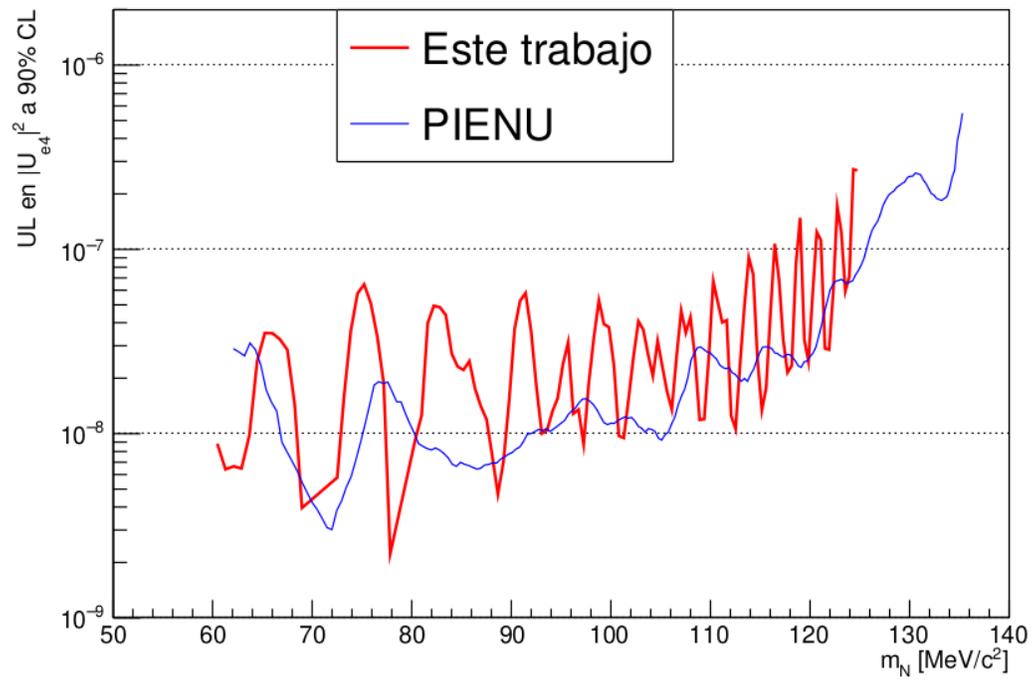


Figura 6.3: Resultados de los límites superiores en el parámetro de mezcla  $|U_{e4}|^2$  obtenidos en este trabajo comparados con los de la colaboración PIENU.

# Apéndice A

## Análisis cualitativo en la elección de los ajustes usados en la búsqueda de neutrinos pesados

### A.1. Criterios de elección en la región y el polinomio de ajuste

En el presente apéndice se explica de manera cualitativa el por que de la elección de la región de ajuste y del grado del polinomio que forma parte dentro la función de ajuste en las hipótesis  $m_N^2$  en el espectro de masa  $m_{miss}^2$  de los datos para la obtención de los valores  $N_{exp}$ ,  $\delta N_{exp}$  y  $N_{obs}$ .

Como se menciono en la sección 5.4 la región de ajuste se estableció como  $|m_{miss}^2 - m_N^2| < 6.25\sigma_{m^2}$  y el polinomio que se estableció en la función de ajuste con el objetivo de describir el ruido fue de grado 6.

Antes de tomar la decisión de que fueran de esa forma se trabajo con diferentes regiones de ajuste, a saber

$$|m_{miss}^2 - m_N^2| < M\sigma_{m^2} \quad (\text{A.1})$$

En donde  $M$  tomo los valores de 11.25, 10.5, 10.25, 10, 9.5, 9.25, 9, 8.5, 8.25, 8, 7.5, 7.25, 7, 6.5, 6.25, 6, 5.5 y 5.25. Y para cada valor de  $M$  de las distintas regiones de búsqueda, se utilizo una función de ajuste con polinomios de orden 8, 7, 6, 5, 4, y 3, adicionalmente solamente por propósitos informativos

APÉNDICE A. ANÁLISIS CUALITATIVO EN LA ELECCIÓN DE LOS AJUSTES USADOS EN LA BÚSQUEDA DE NEUTRINOS PESADOS

en la región de búsqueda con  $M = 11.25$  se exploró hasta con un polinomio de orden 10 y en la región con  $M = 6.25$  se utilizó un polinomio de orden 2.

Para la elección de la región de ajuste adecuada así como el orden del polinomio que formó parte de la función de ajuste se establecieron tres criterios

- Criterio de  $\chi^2/ndf$ .
- Criterio de ajuste exitoso.
- Criterio de la observación del gráfico  $b_1/\delta b_1$

### A.1.1. Criterio de $\chi^2/ndf$

El criterio de  $\chi^2/ndf$  consistió en observar el gráfico de  $\chi^2/ndf$  contra  $m_N$ , a partir de él se pudo concluir si los ajustes fueron hechos de manera adecuada ya que un buen ajuste tendría un valor de  $\chi^2/ndf$  cercano a 1. Por lo que se estableció excluir el polinomio en la respectiva región de ajuste cuando el  $\chi^2/ndf$  fuera mayor a 2, en algún conjunto de puntos.

Los polinomios de orden 3 y 4 no pudieron pasar este criterio para las regiones (expresión A.1) con todos los valores posibles de  $M$ , en general fallaban para valores de  $m_N$  menores a 100 MeV/c<sup>2</sup> (figura A.1). Mientras que el polinomio de orden 5 fallaba desde  $M$  igual a 8 en adelante. Los polinomios de orden 6 y 7 fallaban el primero desde  $M$  igual a 10 en adelante y el segundo en  $M$  igual a 11.25 (figura A.2).

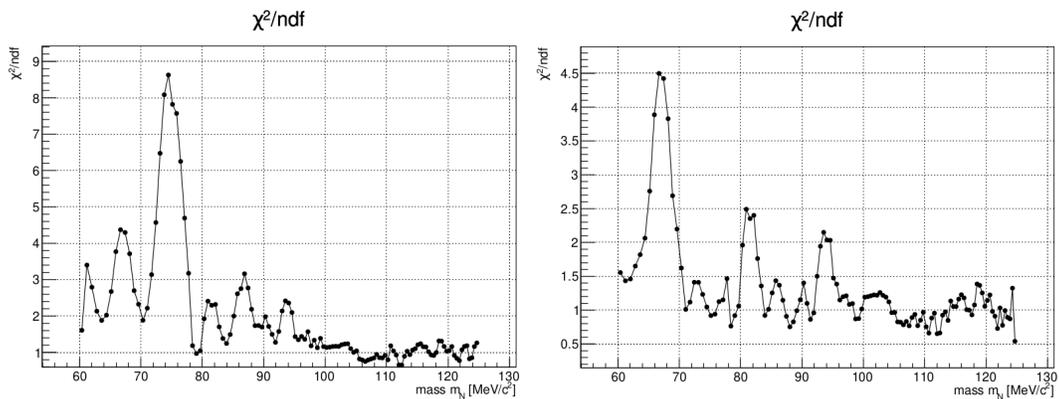


Figura A.1:  $\chi^2/ndf$  polinomio 3 (izq.) y polinomio 4 (der.) con  $M = 6.25$ .

*APÉNDICE A. ANÁLISIS CUALITATIVO EN LA ELECCIÓN DE LOS AJUSTES USADOS EN LA BÚSQUEDA DE NEUTRINOS PESADOS*

---

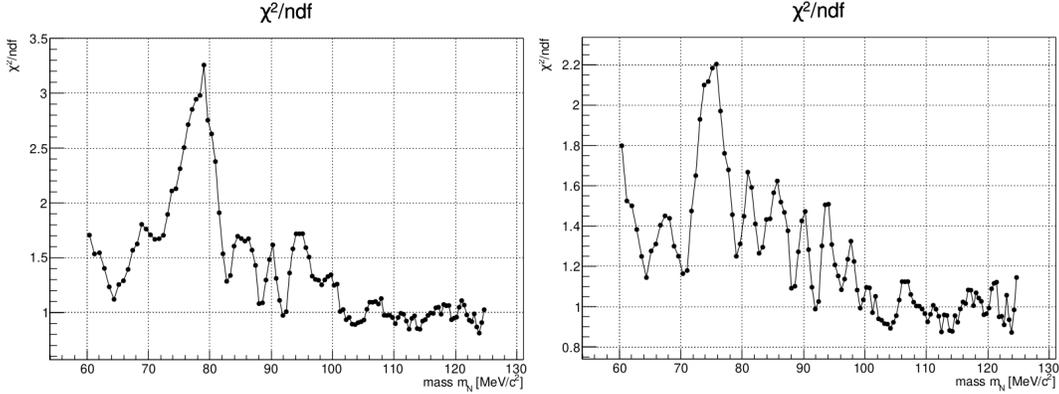


Figura A.2:  $\chi^2/ndf$  polinomio 6 (izq.) y polinomio 7 (der.) con  $M = 11.25$ .

### A.1.2. Criterio de ajuste exitoso

El criterio de ajuste exitoso consistió en observar como su nombre lo indica si el ajuste se realizó de manera exitosa, aunque la terminología suena bastante similar no debe confundirse con el criterio anterior.

Cuando se hace el ajuste de una función a un histograma de datos en el framework ROOT, este da como salida (ya sea en la terminal o se puede redirigir la salida a un archivo de datos, este último fue como se hizo) los parámetros del ajuste así como sus errores. Además, muestra el estatus del ajuste, "Successful" cuando todo está bien y "Failure" cuando algo salió mal.

Fue de vital importancia examinar estos archivos de datos ya que cuando el estatus indicaba "Failure" significó que el ajuste de todos los parámetros convergió sin embargo la matriz de errores tuvo problemas. Implicando que los errores no fueron calculados de manera adecuada (figura A.3).

El polinomio de orden 8 falló en las regiones para toda  $M$ , esto debido a que para  $M$ s grandes el rango de ajuste crece demasiado en el extremo izquierdo debido a que la resolución es grande y para  $M$ s pequeñas el rango disminuye y se tienen problemas ahora en el extremo derecho ya que el rango en estas hipótesis es más corto debido a su resolución y un polinomio de este orden induce muchas fluctuaciones.

El polinomio de orden 7 falló para las regiones con  $M \geq 8$  y  $M \leq 6$ , por razones similares al orden 8.

## APÉNDICE A. ANÁLISIS CUALITATIVO EN LA ELECCIÓN DE LOS AJUSTES USADOS EN LA BÚSQUEDA DE NEUTRINOS PESADOS

---

```

masa = 65.192
Info in <TCanvas::MakeDefCanvas>: created default TCanvas with name c1
FCN=42.9729 FROM MINOS STATUS=FAILURE 1210 CALLS 10643 TOTAL
EDM=1.78676e-14 STRATEGY= 1 ERR MATRIX NOT POS-DEF

```

EXT NO.	PARAMETER NAME	VALUE	APPROXIMATE ERROR	STEP SIZE	FIRST DERIVATIVE
1	BinWidth	1.00000e+02	fixed		
2	Signal	6.79884e+03	1.22314e+03	-3.18366e+01	-2.55457e-14
3	Mmiss2	4.25000e+03	fixed		
4	Sigma	3.15788e+02	fixed		
5	Cont	4.71758e+04	9.51186e+01	3.52858e+00	-1.89345e-12
6	p5	1.09617e+01	7.66867e-02	-7.29907e-03	9.98522e-09
7	p6	3.99908e-03	9.14076e-05	-9.09788e-06	-3.51179e-06
8	p7	2.79630e-06	4.71620e-08	1.85615e-08	-1.45121e-02
9	p8	-6.61698e-11	2.57774e-11	4.61194e-12	-3.37876e+01
10	p9	-7.70511e-13	1.09643e-14	-1.19761e-14	2.13759e+05
11	p10	1.14273e-16	4.40920e-18	7.93180e-19	4.34676e+08
12	p11	8.73859e-20	1.61490e-21	2.25562e-21	1.58723e+12
13	p12	-2.27301e-23	5.21933e-25	5.21933e-25	1.52378e+17

Figura A.3: Estatus "Failure" para el valor en la hipótesis de masa  $m_N = 65.192 \text{ MeV}/c^2$  para el polinomio 8 con  $M = 9$ .

### A.1.3. Criterio de observación del gráfico $b_1/\delta b_1$

El criterio de observación del gráfico  $b_1/\delta b_1$  consistió en observar que tan grandes eran las oscilaciones en el gráfico de  $b_1/\delta b_1$  contra  $m_N$  y estaba íntimamente relacionado a los otros dos, esto debido a que problemas en los criterios anteriores podían ser vislumbrados en este gráfico. Fue a partir de este gráfico como se detectaron problemas causantes debido al criterio anterior.

Por lo tanto con este criterio se excluyeron aquellos polinomios que no cumplieran la condición  $|b_1/\delta b_1| < 5$  o que tuvieran fluctuaciones mas allá de ese criterio.

El polinomio de grado 5 no cumplió este criterio para valores de  $M$  entre 6.25 y 7.5, mientras que lo mismo sucedió para el polinomio de orden 6 pero para valores de  $M$  de 8.25 a 9.5.

Se investigo la causa de estas oscilaciones y principalmente se debían al máximo que se encuentra en la distribución del histograma de  $m_{miss}^2$  (figura A.4). Fluctuaciones similares se encontraron para valores alrededor de  $m_N = 70 \text{ MeV}/c^2$  y  $80 \text{ MeV}/c^2$ , en donde aparecía una fluctuación negativa grande y se concluyo que se debía a que las regiones de ajuste eran demasiado extensas, tal que comenzaban en el mínimo y terminaban en el máximo e inducían oscilaciones grandes.

*APÉNDICE A. ANÁLISIS CUALITATIVO EN LA ELECCIÓN DE LOS AJUSTES USADOS EN LA BÚSQUEDA DE NEUTRINOS PESADOS*

---

Por lo tanto con esto en consideración se decidió ser un poco mas escrito y restringir la región de ajuste a que no abarcara desde el mínimo hasta el máximo. Con lo cual las regiones que pasaron dicha restricción fueron aquellas con valores de  $M \leq 6.5$ .

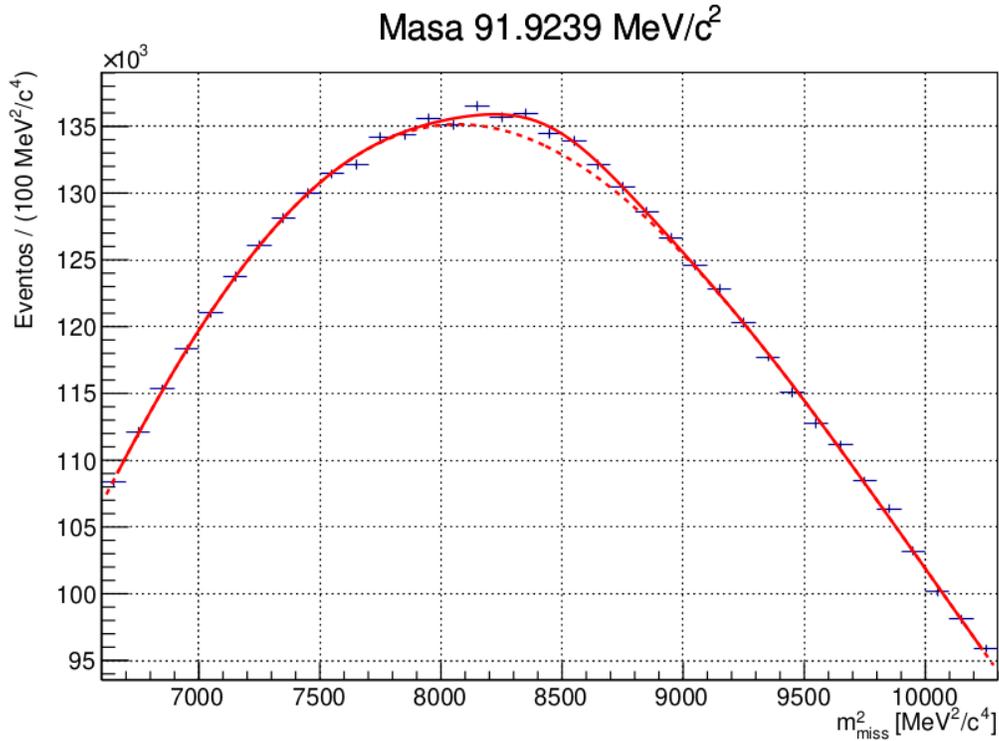


Figura A.4: Gran fluctuación inducida debido al máximo en la hipótesis de masa  $m_N = 91.9239$  en un polinomio 5 con la región de ajuste con valor  $M = 7.25$ . La línea roja continua representa la función de ajuste y por lo tanto la hipótesis de señal mas ruido y la línea punteada representa la hipótesis de solo ruido.

#### **A.1.4. Conclusiones finales de los criterios impuestos**

Al final se opto por elegir las  $M$  con valores mas grandes que quedaron posterior a la aplicación de los criterios anteriores ya que ellas no contenían estas fluctuaciones inducidas por los cuestiones mencionadas anteriormente y en general ofrecían un mejor  $\chi^2/ndf$  dejando así las regiones con  $M = 6.25$  y  $6.5$  para los polinomios de orden 6 y 7. Y en donde se realizo el calculo de los limites superiores en cada uno de los cuatro restantes, debido a que los limites obtenidos entre ellos eran similares entre si se opto por elegir el polinomio de menor grado y se eligió la región con valor de  $M = 6.25$ .

Cabe mencionar que también se pensó en realizar dos ajustes con polinomios distintos en una misma región de ajuste, de manera que un polinomio de orden 6,7 u 8 cubriera la zona del espectro de  $m_{miss}^2$  desde  $3650 \text{ MeV}^2/c^4$  hasta los  $10250 \text{ MeV}^2/c^4$  cubriendo así desde el inicio hasta la región del máximo y un polinomio de orden 3 o 4 que cubriera la zona posterior al máximo ya que un polinomio de orden bajo solo tenia problemas en las zonas anteriores al máximo y en el máximo pero pasando estas zonas los ajustes eran descritos adecuadamente como se observo en la figura (A.1). Pero esto implicara un análisis aun mas extenso y por lo tanto se decidió tomar únicamente un polinomio, sin embargo, es importante mencionar que se realizo una prueba con un polinomio de grado 6 en la primera zona y un polinomio de grado 4 en la segunda zona para un  $M = 11.25$  y los limites superiores eran del mismo orden que los que se obtuvieron usando un único polinomio de grado 6 en la zona  $M = 6.25$  que fue el seleccionado para este trabajo. Esto junto con los limites obtenidos que se mencionaron en el párrafo anterior fue una indicación de que los limites no deberían de variar independiente de la región o polinomio usado como debería ser el caso.

# Apéndice B

## Análisis para la selección de eventos

El presente apéndice tiene como objetivo mostrar el análisis que se escribió para la selección de eventos con un positrón en el estado final desarrollado en el capítulo 3. Su escritura fue realizada en el lenguaje de programación C++ e hizo uso del framework del experimento NA62 así como del framework ROOT.

Dentro del análisis se encuentran en ocasiones líneas de código demasiado largas, por lo que tales instrucciones se encuentran divididas en varias líneas, a continuación se muestra un ejemplo de esta situación

```
std :: vector<DownstreamTrack> DTracks =
    *(std :: vector<DownstreamTrack>*)
    GetOutput(" DownstreamTrackBuilder . Output" ,
    DownstreamState );
```

como se observa cuando esto sucede se emplea una sangría para indicar que las líneas subsecuentes pertenecen a la misma instrucción y así se facilita la lectura del código.

### B.1. Código del análisis para la selección de eventos

```
#include <stdlib.h>
#include <iostream>
#include <TChain.h>
```

## APÉNDICE B. ANÁLISIS PARA LA SELECCIÓN DE EVENTOS

---

```
#include "Pie2.hh"
#include "MCSimple.hh"
#include "functions.hh"
#include "Event.hh"
#include "Persistency.hh"
#include "GeometricAcceptance.hh"
#include "DownstreamTrack.hh"
#include "Pi0Selection.hh"
#include "LAVMatching.hh"
#include "SAVMatching.hh"
#include "EnergyCluster.hh"
#include "BeamParameters.hh"
#include "SpectrometerTrackVertex.hh"

using namespace std;
using namespace NA62Analysis;
using namespace NA62Constants;

Pie2::Pie2(Core::BaseAnalysis *ba) : Analyzer(ba, "Pie2")
{
  RequestTree("LAV", new TRecoLAVEvent, "Reco");
  RequestTree("IRC", new TRecoIRCEvent, "Reco");
  RequestTree("SAC", new TRecoSACEvent, "Reco");
  RequestTree("Spectrometer", new TRecoSpectrometerEvent, "Reco");
  RequestTree(new TRecoGigaTrackerEvent);

  fMatchingRG = new MatchingRG(ba, this, "MatchingRG");
  fMatchingRG->InitForProcess("");
  fMatchingRG->InitForFinalSelection("");
}

void Pie2::InitOutput(){
}

void Pie2::InitHist(){//Definicion histogramas

  BookHisto(new TH1D("DownstreamTracks",
    "Tracks from Downstream",10,-0.5,9.5));

  BookHisto(new TH2D("MMiss_nom",
    "Missing Mass El Hypo Beam",4400,-220000.,
    220000.,4400,-220000.,220000.));
  BookHisto(new TH2D("MMiss_singlegtk",
    "Missing Mass El Hypo Single GTK",4400,
    -220000.,220000.,4400,-220000.,220000.));
```

## APÉNDICE B. ANÁLISIS PARA LA SELECCIÓN DE EVENTOS

---

```
BookHisto(new TH2D(" MMiss_singlegtk_NoK" ,
    " Missing Mass El Hypo Single GTK NoK" ,4400 ,
    -220000.,220000.,4400 , -220000.,220000.));
BookHisto(new TH2D(" MMiss_bestgtk" ,
    " Missing Mass El Hypo Best GTK" ,4400 ,
    -220000.,220000.,4400 , -220000.,220000.));
BookHisto(new TH2D(" MMiss_bestgtk_NoK" ,
    " Missing Mass El Hypo Best GTK NoK" ,4400 ,
    -220000.,220000.,4400 , -220000.,220000.));

BookHisto(new TH1D(" MMiss_nom_Kaon" ,
    " Missing Mass El Hypo Beam" ,4400 ,
    -220000.,220000.));
BookHisto(new TH1D(" MMiss_singlegtk_Kaon" ,
    " Missing Mass El Hypo Single GTK" ,4400 ,
    -220000.,220000.));
BookHisto(new TH1D(" MMiss_singlegtk_Kaon_NoK" ,
    " Missing Mass El Hypo Single GTK NoK" ,4400 ,
    -220000.,220000.));
BookHisto(new TH1D(" MMiss_bestgtk_Kaon" ,
    " Missing Mass El Hypo Best GTK" ,4400 ,
    -220000.,220000.));
BookHisto(new TH1D(" MMiss_bestgtk_Kaon_NoK" ,
    " Missing Mass El Hypo Best GTK NoK" ,4400 ,
    -220000.,220000.));

BookHisto(new TH1D(" MMiss_nom_Pion" ,
    " Missing Mass El Hypo Beam" ,4400 ,
    -220000.,220000.));
BookHisto(new TH1D(" MMiss_singlegtk_Pion" ,
    " Missing Mass El Hypo Single GTK" ,4400 ,
    -220000.,220000.));
BookHisto(new TH1D(" MMiss_singlegtk_Pion_NoK" ,
    " Missing Mass El Hypo Single GTK NoK" ,4400 ,
    -220000.,220000.));
BookHisto(new TH1D(" MMiss_bestgtk_Pion" ,
    " Missing Mass El Hypo Best GTK" ,4400 ,
    -220000.,220000.));
BookHisto(new TH1D(" MMiss_bestgtk_Pion_NoK" ,
    " Missing Mass El Hypo Best GTK NoK" ,4400 ,
    -220000.,220000.));

BookHisto(new TH1D(" GTKKTAGTimeDiff" ,
    " GTK KTAG Time Diff" ,4400 , -220000.,220000.));
}
```

## APÉNDICE B. ANÁLISIS PARA LA SELECCIÓN DE EVENTOS

---

```
void Pie2::DefineMCSimple(){
}

void Pie2::StartOfRunUser(){
}

void Pie2::StartOfBurstUser(){
}

void Pie2::ProcessSpecialTriggerUser
    (int iEvent, unsigned int triggerType){
}

void Pie2::Process(int iEvent){

    if(fMCSimple.fStatus == MCSimple::kMissing)
        {printIncompleteMCWarning(iEvent); return;}
    TRecoLAVEvent* LAVEvent = GetEvent<TRecoLAVEvent>();
    TRecoIRCEvent* IRCEvent = GetEvent<TRecoIRCEvent>();
    TRecoSACEvent* SACEvent = GetEvent<TRecoSACEvent>();
    TRecoSpectrometerEvent* STRAWEvent = GetEvent
        <TRecoSpectrometerEvent>();
    TRecoGigaTrackerEvent* GTKEvent = GetEvent
        <TRecoGigaTrackerEvent>();
    Event *evt = GetMCEvent();

    Double_t capped=1.;
    if (GetWithMC()) {
        Event *evt = GetMCEvent();
        capped = evt->GetEventWeight();
        if(std::string(GetCurrentFile()->GetName()).find("MuonHalo")
            != string::npos && capped>0.99) {

            cout << "discarding due MuonHalo Bug " << endl;
            return;
        }
    }

    OutputState DownstreamState;
    //Vector con info de las trayectorias
    std::vector<DownstreamTrack> DTracks =
        *(std::vector<DownstreamTrack>*)
        GetOutput("DownstreamTrackBuilder.Output",
            DownstreamState);
```

## APÉNDICE B. ANÁLISIS PARA LA SELECCIÓN DE EVENTOS

---

```
if (DownstreamState!=kOValid) return;
FillHisto("DownstreamTracks",DTracks.size());

OutputState ClusterState;
std::vector<EnergyCluster> Clusters =
    *(std::vector<EnergyCluster>*)GetOutput
    ("EnergyClusterBuilder.Output",ClusterState);
if (ClusterState!=kOValid) return;

OutputState VertexState;
std::vector<SpectrometerTrackVertex> Vertices =
    *(std::vector<SpectrometerTrackVertex>*)GetOutput
    ("SpectrometerVertexBuilder.Output", VertexState);
if (VertexState!=kOValid) return;

TLorentzVector Kaon, Pion, Positron, GTKKaon, GTKPion;
Kaon.SetVectM(BeamParameters::GetInstance()->
    GetBeamThreeMomentum(), MKCH);
Pion.SetVectM(BeamParameters::GetInstance()->
    GetBeamThreeMomentum(), MPI);
std::vector<TVector3> matchedGTKMomenta;
std::vector<int> matchedGTKIDs;
std::vector<double> matchedGTKTimes;
std::vector<TVector3> matchVertices;
Bool_t KaonCand = false;
TRecoCedarEvent* CedarEvent =
    (TRecoCedarEvent*)GetEvent("Cedar");
Int_t NCedarCand = CedarEvent->GetNCandidates();
Double_t Z_gtk = 0;

Int_t TrackID = -1, TrackID_gtk = -1;
Int_t GoodTracks=0, GoodTracks_gtk=0;
for (Int_t itr=0;itr<DTracks.size();itr++) {
    Bool_t isElec = false;
    Double_t TrackTime = -999999.;

    //carga debe de ser positiva
    if(DTracks[itr].GetCharge()!=1) continue;
    //Trayectoria viene del eje nominal del haz
    if(DTracks[itr].GetBeamAxisCDA(>25.) continue;

    if(DTracks[itr].GetLKrTotalEoPForFiltering(<0.8)
        continue;
    if (DTracks[itr].GetNominalBeamAxisVertex().z(<90000.)
        continue;
```

## APÉNDICE B. ANÁLISIS PARA LA SELECCIÓN DE EVENTOS

---

```
if (DTracks[itr].GetNominalBeamAxisVertex().z()>180000.)
    continue;
if (DTracks[itr].GetChi2()>40.0)
    continue;

Bool_t InAcceptance = true;
for (Int_t ich=0; ich<4; ich++) {
    if (!GeometricAcceptance::GetInstance()->
        InAcceptance(DTracks[itr].GetSpectrometerCandidate(),
            kSpectrometer, ich)) {
        InAcceptance = false;
    }
}
if (!InAcceptance) continue;

Bool_t Track_in_vertex = false;
for (Int_t iv=0; iv<Vertices.size(); iv++) {
    SpectrometerTrackVertex vtx = Vertices[iv];
    for (Int_t it=0; it<vtx.GetNTracks(); it++) {
        if (vtx.GetTrackIndex(it)==itr)
            Track_in_vertex = true;
    }
}
//Solo un vertice con una trayectoria del STRAW
if (Track_in_vertex) continue;

//trayectoria con momento (5-30)GeV
if (DTracks[itr].GetMomentum()<5000. ||
    DTracks[itr].GetMomentum()>30000.) continue;

if (DTracks[itr].GetBeamAxisVertex().Z()<100000 ||
    DTracks[itr].GetBeamAxisVertex().Z()>180000)
    continue;

TVector3 Vertex = DTracks[itr].GetBeamAxisVertex();

// No debe ser muon
if (!GeometricAcceptance::GetInstance()->
    InAcceptance(&DTracks[itr], kMUV3)) continue;
if (DTracks[itr].MUV3AssociationExists()) continue;

Bool_t LKr_Elec = false;
if (DTracks[itr].LKrAssociationExists()) {
    if (DTracks[itr].GetLKrEoP()>0.9 &&
        DTracks[itr].GetLKrEoP()<1.1) LKr_Elec = true;
}
```

## APÉNDICE B. ANÁLISIS PARA LA SELECCIÓN DE EVENTOS

---

```
//Cociente(energia entre momento) en LKr (0.9-1.1)
Bool_t RICH_Elec = false;
if (DTracks[itr].RICHAssociationSuccessful()) {
    if (DTracks[itr].GetRICHMostLikelyHypothesis()==
        kRICHHypothesisElectron) RICH_Elec = true;
    TrackTime = DTracks[itr].GetRICHTime();
}
if (LKr_Elec && RICH_Elec) isElec = true;
if (!isElec) continue;//Trayectoria es un positron

//Cuadrimomento positron
Positron.SetVectM(DTracks[itr].GetMomentumBeforeMagnet(),MEL);

Int_t NCluster=0;
for (UInt_t iCls=0; iCls<Clusters.size(); iCls++) {
    if (Clusters[iCls].SpectrometerAssociationExists())
        continue;
    if (fabs(Clusters[iCls].GetLKrCandidate()->
        GetTime()-TrackTime)>4.) continue;
    NCluster++;
}
//No actividad en mas de un cluster del LKr
if (NCluster!=0) continue;

LAVMatching* pLAVMatching = *(LAVMatching**)
GetOutput("PhotonVetoHandler.LAVMatching");
pLAVMatching->SetReferenceTime(TrackTime);

//No debe haber actividad en LAV
if (pLAVMatching->LAVHasTimeMatching(LAVEvent))
    continue;

SAVMatching* pSAVMatching = *(SAVMatching**)GetOutput
("PhotonVetoHandler.
SAVMatching");
pSAVMatching->SetReferenceTime(TrackTime);

//No actividad en SAV
if (pSAVMatching->SAVHasTimeMatching(IRCEvent, SACEvent))
    continue;

TrackID = itr;
GoodTracks++;

TRecoSpectrometerCandidate *STRAWCand =
```

## APÉNDICE B. ANÁLISIS PARA LA SELECCIÓN DE EVENTOS

---

```
                static_cast<TRecoSpectrometerCandidate*>
                (STRAWEvent->GetCandidate(itr));
Double_t tKTAG = TrackTime;
fMatchingRG->Process(GTKEvent,STRAWCand,tKTAG,tKTAG,
                    TrackTime,1,"");
fMatchingRG->FinalSelection(tKTAG, TrackTime, 1, "");
matchedGTKIDs = fMatchingRG->GetMatchedGTKIDs();
if (matchedGTKIDs.at(0)==-1)
    continue;//GTK matching fallo
matchedGTKMomenta = fMatchingRG->GetGTKMomentaAtVertices();
\\Cuadrimomento tomando como hipotesis masa K+
GTKKaon.SetVectM(matchedGTKMomenta.at(0), MKCH);
\\Cuadrimomento tomando como hipotesis masa Pi+
GTKPion.SetVectM(matchedGTKMomenta.at(0), MPI);

// try to find KTAG signal in time with GTK
//Instrucciones tomando en cuenta KTAG
//Si identifica K+ tira el evento(llena histo con esa info)
//No se usaron estos histos (Ver Cap. 3)
matchedGTKTimes = fMatchingRG->GetGTKTimes();
Double_t GTK_Time = matchedGTKTimes.at(0);
matchVertices = fMatchingRG->GetVertices();
if (matchVertices.at(0).Z()<110000 ||
    matchVertices.at(0).Z()>170000) continue;
Z_gtk = matchVertices.at(0).Z();
for (Int_t icedar=0;icedar<NCedarCand;icedar++){
    TRecoCedarCandidate* CedarCand =
        (TRecoCedarCandidate*)
        CedarEvent->
        GetCandidate(icedar);
    FillHisto("GTKKTAGTimeDiff",CedarCand->GetTime()-GTK_Time);
    if (fabs(CedarCand->GetTime()-GTK_Time)<0.2 &&
        CedarCand->GetNSectors())>4) KaonCand = true;
}
TrackID_gtk = itr;
GoodTracks_gtk++;
} //ciclo sobre las trayectorias
//llenado de histos
if (GoodTracks==1) {
    Double_t MMiss_nom_Kaon = (Kaon - Positron).M2();
    Double_t MMiss_nom_Pion = (Pion - Positron).M2();
    FillHisto("MMiss_nom_Kaon",MMiss_nom_Kaon,capped);
    FillHisto("MMiss_nom_Pion",MMiss_nom_Pion,capped);
    FillHisto("MMiss_nom",MMiss_nom_Pion,MMiss_nom_Kaon,capped);
}
```

## APÉNDICE B. ANÁLISIS PARA LA SELECCIÓN DE EVENTOS

---

```
if (GoodTracks_gtk==1) {
  Double_t MMiss_gtk_Kaon = (GTKKaon - Positron).M2();
  Double_t MMiss_gtk_Pion = (GTKPion - Positron).M2();

  if (matchedGTKIDs.size()==1) {
    FillHisto("MMiss_singlegtk_Kaon", MMiss_gtk_Kaon, capped);
    FillHisto("MMiss_singlegtk_Pion", MMiss_gtk_Pion, capped);
    FillHisto("MMiss_singlegtk", MMiss_gtk_Pion,
              MMiss_gtk_Kaon, capped);
    if (!KaonCand) {
      FillHisto("MMiss_singlegtk_Kaon_NoK", MMiss_gtk_Kaon, capped);
      FillHisto("MMiss_singlegtk_Pion_NoK", MMiss_gtk_Pion, capped);
      FillHisto("MMiss_singlegtk_NoK", MMiss_gtk_Pion,
                MMiss_gtk_Kaon, capped);
    }
  }
}

FillHisto("MMiss_bestgtk_Kaon", MMiss_gtk_Kaon, capped);
FillHisto("MMiss_bestgtk_Pion", MMiss_gtk_Pion, capped);
FillHisto("MMiss_bestgtk", MMiss_gtk_Pion,
          MMiss_gtk_Kaon, capped);
if (!KaonCand) {
  FillHisto("MMiss_bestgtk_Kaon_NoK", MMiss_gtk_Kaon, capped);
  FillHisto("MMiss_bestgtk_Pion_NoK", MMiss_gtk_Pion, capped);
  FillHisto("MMiss_bestgtk_NoK", MMiss_gtk_Pion,
            MMiss_gtk_Kaon, capped);
}
}
}
}
void Pie2::PostProcess(){
}
void Pie2::EndOfBurstUser(){
}
void Pie2::EndOfRunUser(){
}
void Pie2::EndOfJobUser(){
  SaveAllPlots();
}
void Pie2::DrawPlot(){
}
Pie2::~~Pie2(){
  delete fMatchingRG;
}
```

# Apéndice C

## Macros

En el presente apéndice se muestran los macros que se escribieron para el análisis de ruido (capítulo 4) y el procedimiento de búsqueda de neutrinos pesados (capítulo 5) en el lenguaje de programación C++ y usando el framework ROOT (en el segundo macro se utilizó además la implementación del método CLs que se encuentra dentro del framework del experimento NA62). Y se utilizó la misma convención de sangría para las instrucciones largas, mencionada en el apéndice B.

Como se menciona en el capítulo 4, se escribieron dos macros del análisis de ruido para las hipótesis tanto de pion como de kaon. En este apéndice solo se presenta el realizado para la hipótesis de pion, el macro para el análisis de ruido en la hipótesis de kaon es casi idéntico, la diferencia principal es que se toman los histogramas de las fuentes de ruido en la hipótesis de kaon.

Adicionalmente, es importante aclarar que el macro del análisis de ruido (al menos gran parte de él) está contenido dentro del macro del procedimiento de búsqueda de los neutrinos pesados. Por lo que al escribir el macro de la búsqueda de neutrinos pesados dentro de este apéndice se ha prescindido de esa parte con el fin de evitar la repetición innecesaria, sin embargo uno debe asumir que lo contiene. En orden de reproducir esta búsqueda se debe ya sea copiar y pegar el código del macro del análisis de ruido o hacer una llamada a este al inicio o posterior a la lectura de los archivos simulados de los neutrinos pesados dentro del macro de búsqueda (dentro del macro se indica con un comentario en qué parte en específico es en donde está incluido).

Los macros escritos se muestran a continuación.

## C.1. Macro análisis de ruido

```

#include "TCanvas.h"
#include "TROOT.h"
#include "TGraphErrors.h"
#include "TF1.h"
#include "TFile.h"
#include "TLegend.h"
#include "TArrow.h"
#include "TLatex.h"
#include "TFile.h"
#include "TTree.h"
#include "RtypesCore.h"
#include <stdlib.h>
#include <vector>
#include <fstream>

using namespace std;

void allDataPion(){
//Funcion ajuste datos pion
TF1 dgauss("dgauss", "[0]*[1]*exp(-0.5*(x-[2])**2/[3]**2)
/sqrt(2*3.1415926)/[3] + [0]*[4]*exp(-0.5*(x-[5])**2
/[6]**2)/sqrt(2*3.1415926)/[6]+ [7] + [8]*(x-[2])
+[9]*(x-[2])**2", -10000.,16500.);

//Funcion de ajuste datos kaon
TF1 func2("dgauss2", "[0]*[1]*exp(-0.5*(x-[2])**2/[3]**2)
/sqrt(2*3.1415926)/[3] + [4] + [5]*(x-[2]) +
[6]*(x-[2])**2", -20000.,20000.);

//Seleccion de histogramas de los archivos ROOT
TString Phistogram("MMiss_bestgtk_Pion");
TString Khistogram("MMiss_bestgtk_Kaon");

gStyle->SetOptStat("e");
gStyle->SetOptFit(1112);

//Definicion de los histos de datos pion y kaon
TH1D* datahist = new TH1D("datahist",
";m^{2}_{miss} [MeV^{2}/c^{4}];
Eventos / (100 MeV^{2}/c^{4})",
4400, -220000., 220000.);
TH1D* datahistKaon = new TH1D("datahistKaon",
";m^{2}_{miss} [MeV^{2}/c^{4}];

```

## APÉNDICE C. MACROS

---

```

                                Eventos",4400,-220000. 220000.);

//Se toman los archivos de todos los grupos de datos
//Y se suman en uno solo
TSystemDirectory dataDir("Data", "Data");
TList *dataFiles = dataDir.GetListOfFiles();
if (dataFiles) {
    TSystemFile *datFile;
    TString fname;
    TIter next(dataFiles);
    while ((datFile=(TSystemFile*)next())) {
        fname = datFile->GetName();
        if (!datFile->IsDirectory() && fname.EndsWith(".root")
            && fname.BeginsWith("201")) {

            fname.Prepend("Data/");
            printf("File %s\n",fname.Data());
            TFile* file1 = new TFile(fname.Data());
            if (file1->GetSize()>0) {
                TDirectory* dir=file1->GetDirectory("Pie2");
                TH1D* PionHisto = (TH1D*) dir->Get("P histogram");
                datahist->Add(PionHisto,1);
                Double_t EntriesPion = PionHisto->GetEntries();
                cout << "Pion Entries: " << EntriesPion << endl;

                TH1D* KaonHisto = (TH1D*) dir->Get("K histogram");
                datahistKaon->Add(KaonHisto,1);
                Double_t EntriesKaon = KaonHisto->GetEntries();
                cout << "Kaon Entries: " << EntriesKaon << endl;
            }//Leyendo los archivos
            file1->Close();
        }//Archivo que quiero leer
    }//Ciclo sobre todos los archivos
}//Si es que existen mas archivos por leer

Double_t TotalPionEntries = datahist->GetEntries();
Double_t TotalKaonEntries = datahistKaon->GetEntries();
if (TotalPionEntries > 0 && TotalKaonEntries > 0) {

    dgauss.SetParName(0,"BinWidth");
    dgauss.SetParName(1,"NElectrons");
    dgauss.SetParName(2,"MmissElectrons");
    dgauss.SetParName(3,"SigmaElectrons");
    dgauss.SetParName(4,"NMuons");
    dgauss.SetParName(5,"MmissMuons");
}

```

## APÉNDICE C. MACROS

---

```
dgauss.SetParName(6, "SigmaMuon");
dgauss.SetParName(7, "Constant");
dgauss.SetParName(8, "Linear");
dgauss.SetParName(9, "Quadratic");

dgauss.SetParameters(datahist->GetBinWidth(1), datahist->
    GetBinContent(datahist->GetXaxis()->FindBin(0.))*500/40.,
    0., 500., datahist->GetBinContent(datahist->GetXaxis()->
    FindBin(8000.))*3000/40., 8000., 3000., datahist->
    GetBinContent(datahist->GetXaxis()->
    FindBin(-10000.)), 0., 0.);
dgauss.SetParLimits(5, 3000., 12000.);
dgauss.SetParLimits(6, 2000., 8000.);
dgauss.SetParLimits(0, datahist->GetBinWidth(1),
    datahist->GetBinWidth(1));

//Ajuste de la funcion a los datos de pion
datahist->Fit("dgauss", "RLN");
//Num de piones que decayeron en e+ y neutrino
Double_t NElectron = dgauss.GetParameter(1);
Double_t errorElectron = dgauss.GetParError(1);
Double_t NMuon = dgauss.GetParameter(4);
cout << NElectron << Nelectron << endl;
cout << "Error Electron" << errorElectron << endl;
cout << "NMuon" << NMuon << endl;

func2.SetParName(0, "BinWidth");
func2.SetParName(1, "NElectrons");
func2.SetParName(2, "MmissElectrons");
func2.SetParName(3, "SigmaElectrons");
func2.SetParName(4, "Constant");
func2.SetParName(5, "Linear");
func2.SetParName(6, "Quadratic");

func2.SetParameters(datahistKaon->GetBinWidth(1),
    datahistKaon->GetBinContent(datahistKaon->GetXaxis()->
    FindBin(0.))*3000/40., 0., 3000., datahistKaon->
    GetBinContent(datahistKaon->GetXaxis()->FindBin
    (15000.)), 0., 0.);
func2.SetParLimits(0, datahistKaon->GetBinWidth(1),
    datahistKaon->GetBinWidth(1));

cout << "StatX " << gStyle->GetStatX() << endl;
gStyle->SetStatX(0.35);
TCanvas* c1 = new TCanvas("c1");
```

## APÉNDICE C. MACROS

---

```
c1->cd(1);
datahist->SetStats(0);
datahist->Draw();
c1->SetGrid();
c1->Print("dataPion.pdf[");
c1->Print("dataPion.pdf");
c1->SetLogy();
c1->SetLogy();
delete c1;

c1 = new TCanvas("c1");
c1->cd(1);

//Def cajas de info de los graficos
THStack* hMCStack = new THStack("hMCStack",
                                ";m^{2}_{miss} [MeV^{2}/c^{4}];",
                                "Eventos/(100 MeV^{ 2}/c^{4})");
auto legend = new TLegend(0.15,0.6,0.55,0.9);
legend->AddEntry(datahist,"Datos");
auto legend2 = new TLegend(0.53,0.68,0.9,0.9);
legend2->AddEntry(datahist,"Datos");

//MC signal (normalizacion decaimiento pi+ a et nu)
//En la hipotesis de pion
TFile* file2 = new TFile("pie2.root");
TDirectory* dir2=file2->GetDirectory("Pie2");
TH1D* evtsMC_signal = (TH1D*) dir2->Get("DownstreamTracks");
Double_t MC_SignalEvents = evtsMC_signal->GetEntries();
TH1D* MC_signal_histo = (TH1D*) dir2->Get("Histogram");
MC_signal_histo->SetFillStyle(3001);
MC_signal_histo->SetFillColor(kYellow);
MC_signal_histo->SetLineColorAlpha(kBlue, 0.2);
Double_t MC_signal_entries = MC_signal_histo->GetEntries();
Double_t Z_dat = NElectron/MC_signal_entries;
MC_signal_histo->Scale(Z_dat);
legend->AddEntry(MC_signal_histo,
                "#pi^{+} #rightarrow e^{+} #nu", "f");
legend2->AddEntry(MC_signal_histo,
                 "#pi^{+} #rightarrow e^{+} #nu", "f");

Double_t SM_Acceptance=MC_signal_entries/MC_SignalEvents;
Double_t BR_Pie2 = 1.23E-4;
// Numero total de piones que decayeron
Double_t N_Pi = NElectron/(SM_Acceptance*BR_Pie2);
Double_t totalError=errorElectron/(SM_Acceptance*BR_Pie2);
```

## APÉNDICE C. MACROS

---

```
cout << "Number of Pions: " << N_Pi << endl;
cout << "Error Pions: " << totalError << endl;
cout << "ErrorPi/Pi: " << totalError/N_Pi << endl;

//Ajuste de la funcion a los datos de kaon
datahistKaon->Fit("dgauss2","RLN");
//kaones que decayeron en e+ mas neutrino
Double_t NElectronKaon = func2.GetParameter(1);
cout << "NElectronK" << NElectronKaon << endl;
Double_t errorKaon = func2.GetParError(1);

//MC signal(normalizacion decaimiento K+ a e+ nu)
//En la hipotesis de kaon
TFile* file2K = new TFile("ke2.root");
TDirectory* dir2K=file2K->GetDirectory("Pie2");
TH1D* evtsMC_signalKaon = (TH1D*) dir2K->
    Get("DownstreamTracks");
Double_t MC_SignalEventsKaon = evtsMC_signalKaon->GetEntries();
TH1D* MC_signal_histoKaon=(TH1D*)dir2K->Get(Kistogram);
Double_t MC_signal_entriesKaon = MC_signal_histoKaon->
    GetEntries();
Double_t Z_datK = NElectronKaon/MC_signal_entriesKaon;
MC_signal_histoKaon->Scale(Z_datK);
Double_t BR_Ke2 = 1.58E-5;
Double_t kaonAcceptance =
    MC_signal_entriesKaon/MC_SignalEventsKaon;
//Num total de decaimientos de kaones
Double_t N_K = NElectronKaon/(kaonAcceptance*BR_Ke2);
Double_t totalErrorKaon = errorKaon/(kaonAcceptance*BR_Ke2);
cout << "Number of Kaons: " << N_K << endl;
cout << "Error Kaon: " << totalErrorKaon << endl;
cout << "ErrorK/K: " << totalErrorKaon/N_K << endl;

//Analisis de ruido
//Estructura que contiene info de fuentes de ruido
struct MCprop{
    TString MCnames;//Nombre del decaimiento
    Int_t MCcolors;
    Double_t MCBR;//fraccion de decaimiento relativa a
        //Pie2(si pion decayo) o Ke2(si kaon decayo)
    Bool_t IsPion;//provino de pion(true) de kaon(false)
    TFile* file3;
    TDirectory* dir3;
    TH1D* bck_histo;
    TString LabelNames;
```

## APÉNDICE C. MACROS

---

```
MCprop() {
  MCnames = "";
  MCcolors = -1;
  MCBR = -1;
  IsPion = true;
  file3 = NULL;
  dir3 = NULL;
  bck_histo = NULL;
  LabelNames = "";
};
};

//vector que almacenara infos fuentes ruido
std::vector <MCprop> Mcs;
MCprop P;

//Fuentes de ruido
P.MCnames = "km2ups"; P.MCcolors = 13;
P.MCBR = 0.6356/1.58E-5; P.IsPion = false;
P.LabelNames = "K^{+} #rightarrow #mu^{+} #nu,
#mu^{+} #rightarrow e^{+} #nu #bar{#nu} (upstream)";
Mcs.push_back(P);

P.MCnames = "km2"; P.MCcolors = 46;
P.MCBR = 0.6356/1.58E-5; P.IsPion = false;
P.LabelNames = "K^{+} #rightarrow #mu^{+} #nu,
#mu^{+} #rightarrow e^{+} #nu #bar{#nu}";
Mcs.push_back(P);

P.MCnames = "muonhalo"; P.MCcolors = 7;
P.MCBR = 18*.9999/1.23E-4; P.IsPion = true;
P.LabelNames = "Muon halo,
#mu^{+} #rightarrow e^{+} #nu #bar{#nu}";
Mcs.push_back(P);

P.MCnames = "pim2ups"; P.MCcolors = 6;
P.MCBR = .9999/1.23E-4; P.IsPion = true;
P.LabelNames = "#pi^{+} #rightarrow #mu^{+} #nu,
#mu^{+} #rightarrow e^{+} #nu #bar{#nu} (upstream)";
Mcs.push_back(P);

P.MCnames = "ke2"; P.MCcolors = 4; P.MCBR = 1.;
P.IsPion = false;
P.LabelNames = "K^{+} #rightarrow e^{+} #nu";
Mcs.push_back(P);
```

## APÉNDICE C. MACROS

---

```
P.MCnames = "pim2"; P.MCcolors = 8;
P.MCBR = .9999/1.23E-4; P.IsPion = true;
P.LabelNames = "#pi^{+} #rightarrow #mu^{+} #nu,
#mu^{+} #rightarrow e^{+} #nu #bar{#nu}";
Mcs.push_back(P);

//Def histo que contendra suma de todos MC
TH1D* monteCarlo = new TH1D("monteCarlo",
"All bck", 4400, -220000., 220000.);
monteCarlo->Add(MC_signal_histo,1);
for (Int_t mc= 0; mc<Mcs.size(); mc++){
  Mcs[mc].file3 = new TFile(Form
    ("%s.root",Mcs[mc].MCnames.Data()));
  Mcs[mc].dir3 = Mcs[mc].file3->GetDirectory("Pie2");
  TH1D* evtsMC_bck = (TH1D*) Mcs[mc].dir3->
    Get("DownstreamTracks");
  Double_t bck_MCEvents = evtsMC_bck->GetEntries();
  Mcs[mc].bck_histo = (TH1D*) Mcs[mc].dir3->Get(Phistogram);
  Mcs[mc].bck_histo->SetFillStyle(3001);
  Mcs[mc].bck_histo->SetFillColor(Mcs[mc].MCcolors);
  Double_t bck_histo_entries = Mcs[mc].bck_histo->GetEntries();
  Double_t Z_MCnorm_bck = 0.;
  Double_t Z_scale = 0.;

  //ruido de pion se escala con pi+ a e+ neutrino
  if(Mcs[mc].IsPion){
    Z_MCnorm_bck = MC_SignalEvents/bck_MCEvents;
    Z_scale = Z_dat;
    cout << "Is Pion" << endl;
  }
  //ruido de kaon se escala con K+ a e+ neutrino
  else{
    Z_MCnorm_bck = MC_SignalEventsKaon/bck_MCEvents;
    Z_scale = Z_datK;
    cout << "Is Kaon" << endl;
  }

  Double_t Z_BRrel = Mcs[mc].MCBR;
  //Factor de escala a histo de ruido
  Double_t Z_bck_total=Z_MCnorm_bck*Z_scale*Z_BRrel;
  Mcs[mc].bck_histo->Scale(Z_bck_total);
  hMCStack->Add(Mcs[mc].bck_histo);
  legend->AddEntry(Mcs[mc].bck_histo, Mcs[mc].LabelNames, "f");
  monteCarlo->Add(Mcs[mc].bck_histo,1);
```

## APÉNDICE C. MACROS

---

```
Double_t integral = Mcs[mc].bck_histo->Integral();
cout << "Integral " << integral << endl;

Mcs[mc].bck_histo->SetLineColorAlpha(kBlue, 0.2);

if (Mcs[mc].MCcolors == 4) continue;
legend2->AddEntry(Mcs[mc].bck_histo, Mcs[mc].LabelNames, "f");
}

hMCStack->Add(MC_signal_histo);
hMCStack->Draw("hist");
//Rango en el que se muestra el grafico
hMCStack->GetXaxis()->SetRangeUser(-200000.,17000.);
datahist->SetLineWidth(2);
datahist->SetLineColor(kBlack);
datahist->Draw("same");
legend->Draw("same");
c1->SetLogy();
c1->SetGrid();
c1->Print("dataPion.pdf");
c1->SaveAs("DataMcPion.png");
delete c1;

//Comparacion de los datos con las simulaciones
c1 = new TCanvas("c1");
//Histo cociente datos y simulaciones MC(Datos/MC)
TH1D* quotient = new TH1D("quotient",
                          ";m^{2}_{miss}[MeV^{2}/c^{4}]; Datos/MC",
                          4400, -220000., 220000.);
quotient->Divide(datahist, monteCarlo, 1, 1);
quotient->SetMarkerStyle(7);
quotient->SetLineStyle(1);
quotient->SetMarkerColor(kBlack);
quotient->SetLineColor(kBlack);
quotient->GetXaxis()->SetRangeUser(-200000.,16000.);

quotient->SetStats(0);
quotient->Draw();
c1->SetGrid();
c1->Print("dataPion.pdf");

c1->SetLogy();
c1->Print("dataPion.pdf");
c1->SaveAs("QuotientPion.png");
```

```

    c1->Print("dataPion.pdf");
    delete c1;
}
}

```

## C.2. Macro procedimiento de búsqueda de neutrinos pesados

```

#include "TCanvas.h"
#include "TROOT.h"
#include "TGraphErrors.h"
#include "TF1.h"
#include "TFile.h"
#include "TLegend.h"
#include "TArrow.h"
#include "TLatex.h"
#include "TFile.h"
#include "TTree.h"
#include "RtypesCore.h"
#include <stdlib.h>
#include <vector>
#include <fstream>

using namespace std;

Double_t resol(double *a, double x) {
    return a[0]+a[1]*x+a[2]*x*x+a[3]*x*x*x;
}

Double_t lambda(float a, float b, float c) {
    Double_t y = a*a + b*b + c*c -2.*(a*b+b*c+a*c);
    return y;
}

Double_t rho(float mass_mother, float mass_daughter1,
             float mass_daughter2){

    Double_t x = (mass_daughter1/mass_mother)*
                (mass_daughter1/mass_mother);
    Double_t y = (mass_daughter2/mass_mother)*
                (mass_daughter2/mass_mother);

    Double_t r = ((x + y - (x-y)*(x-y))/x/(1-x)/(1-x))*
                sqrt(lambda(1.,x,y));
}

```

```

    return r;
}

void hnleff_pie2N(){
//Funcion ajuste hipotesis signal mas ruido
TF1 gaussb("gaussb"," [0]*[1]*exp(-0.5*(x-[2])**2/[3]**2)/sqrt(2*3.1415926)/[3] + [4] + [5]*(x-[2]) + [6]*(x-[2])**2+ [7]*(x-[2])**3 + [8]*(x-[2])**4 + [9]*(x-[2])**5 + [10]*(x-[2])**6");//Pol6
//Funcion hipotesis solo ruido (polinomio unicamente)
TF1 polib("polib"," [1] + [2]*(x-[0]) + [3]*(x-[0])**2 + [4]*(x-[0])**3 + [5]*(x-[0])**4 + [6]*(x-[0])**5 + [7]*(x-[0])**6" ,0.,16000.);//Pol6
//Funcion ajuste grafico de puntos aceptancia y resolucion
TF1 sigma("sigma"," [0] +[1]*x +[2]*x**2 + [3]*x**3");
//Funcion ajuste simulaciones de neutrino pesado
TF1 gaussa("gaussa"," [0]*[1]*exp(-0.5*(x-[2]**2)**2/[3]**2)/sqrt(2*3.1415926)/[3]+[4]+[5]*(x-[2]**2) +[6]*(x-[2]**2)**2" , -10000.,16500.);

gaussa.SetParName(0," BinWidth");
gaussa.SetParName(1," NEvents");
gaussa.SetParName(2," Mmiss");
gaussa.SetParName(3," Sigma");
gaussa.SetParName(4," Constant");
gaussa.SetParName(5," Linear");
gaussa.SetParName(6," Quadratic");

gaussb.SetParName(0," BinWidth");
gaussb.SetParName(1," Signal");
gaussb.SetParName(2," Mmiss2");
gaussb.SetParName(3," Sigma");
gaussb.SetParName(4," Cont");

gStyle->SetOptStat(111111);
gStyle->SetOptFit(1112);

//Definicion graficos de puntos a usar
TGraphErrors * gmass = new TGraphErrors(1);
gmass->SetTitle(" Result of Mass Fit");
gmass->SetMarkerStyle(20);
gmass->SetMarkerSize(0.7);
gmass->SetMarkerColor(kRed);

```

## APÉNDICE C. MACROS

---

```
gmass->SetLineColor(kRed);

TGraphErrors * gwidth = new TGraphErrors(1);
gwidth->SetTitle("Mass Resolution");
gwidth->SetMarkerStyle(20);
gwidth->SetMarkerSize(0.7);
gwidth->SetMarkerColor(kRed);
gwidth->SetLineColor(kRed);

TGraphErrors * geff = new TGraphErrors(1);
geff->SetTitle("Acceptance*Efficiency");
geff->SetMarkerStyle(20);
geff->SetMarkerSize(0.7);
geff->SetMarkerColor(kRed);
geff->SetLineColor(kRed);
geff->SetMinimum(0.);
geff->SetMaximum(0.15);

Int_t npoint=-1;

//Lectura de las simulaciones de neutrinos pesados
TSystemDirectory dir("HNL/ov", "HNL/ov");
TList *files = dir.GetListOfFiles();
if (files) {
  TSystemFile *file;
  TString fname;
  TIter next(files);
  cout << "si entro al primer if" << endl;
  while ((file=(TSystemFile*)next())) {
    fname = file->GetName();
    if (!file->IsDirectory() && fname.EndsWith(".root")
        && fname.BeginsWith("hnl")) {

      fname.Prepend("HNL/ov/");
      printf("File %s\n",fname.Data());
      TFile* file1 = new TFile(fname.Data());
      if (file1->GetSize()>0) {
        char fnamestring[64], massstring[32];
        strcpy(fnamestring, fname.Data());
        strncpy(massstring, &fnamestring[11], 3);
        massstring[4] = '\0';
        Int_t mass = atoi(massstring);
        TDirectory* dir1=file1->GetDirectory("Pie2");
        TDirectory* dir2=file1->GetDirectory("Pie2");
        TH1D* hista=(TH1D*)dir1->Get("DownstreamTracks");
```

```

if (hista==nullptr) {
    cout << "File" << fname.Data() << "corrupt" << endl;
    continue;
}
Double_t EventsProcessed = hista->GetEntries();

TH1D* histb = (TH1D*) dir2->Get(Phistogram);
Double_t Entries = histb->GetEntries();
if (Entries/EventsProcessed < 0.002) continue;

gaussa.SetParameter(0, histb->GetBinWidth(1));
gaussa.FixParameter(0, histb->GetBinWidth(1));
gaussa.SetParameter(1, Entries);
gaussa.SetParameter(2, mass);
gaussa.SetParameter(3, 100.);
gaussa.SetParameter(4, 0.);
gaussa.SetParameter(5, 0.);
gaussa.SetParameter(6, 0.);
histb->Fit("gaussa");//ajuste
histb->GetXaxis()->SetRangeUser
    (gaussa.GetParameter(2)**2-
    10*gaussa.GetParameter(3)
    ,gaussa.GetParameter(2)**2+
    10*gaussa.GetParameter(3));

npoint++;
TCanvas* c1 = new TCanvas("c1");
c1->cd(1);
c1->SetGrid();
histb->SetTitle(Form("Masa %d MeV/c^{2};
    m^{2}-{miss} [MeV^{2}/c^{4}];
    Eventos/(100 MeV^{ 2}/c^{4})", mass));
histb->Draw();
if (npoint==0) {c1->Print("results.pdf");}
c1->Print("results.pdf");
if (mass == 50) {c1->SaveAs("Mass50.png");}
delete c1;

//grafico masa ajuste vs masa simulada
gmass->Set(npoint+1);
gmass->SetPoint(npoint, mass, gaussa.GetParameter(2));
gmass->SetPointError(npoint, 0., gaussa.GetParError(2));
//grafico resolucion vs masa
gwidth->Set(npoint+1);
gwidth->SetPoint(npoint, mass, gaussa.GetParameter(3));

```

## APÉNDICE C. MACROS

---

```
gwidth->SetPointError(npoint,0.,gaussa.GetParError(3));
//grafico aceptancia contra masa
geff->Set(npoint+1);
geff->SetPoint(npoint,mass,
              histb->GetEntries()/EventsProcessed);
geff->SetPointError(npoint,0.,
                  sqrt(histb->GetEntries()/EventsProcessed));

gmass->Sort();
gwidth->Sort();
geff->Sort();
geff->SetMinimum(0.);
geff->SetMaximum(0.1);

} //leyendo el archivo
file1->Close();
} // Archivo que quiero leer
} // ciclo sobre archivos del directorio
} //Si es que existen mas archivos

TCanvas* c1 = new TCanvas("c1");
c1->cd(1);
gmass->SetMinimum(0.);
gmass->Fit("pol1");
gmass->Draw();
c1->Print("results.pdf");
c1->SaveAs("MasaVsMasa.png");
delete c1;

c1 = new TCanvas("c1");
c1->cd(1);
gwidth->Fit("sigma");
Double_t sigpar[4];
sigpar[0] = sigma.GetParameter(0);
sigpar[1] = sigma.GetParameter(1);
sigpar[2] = sigma.GetParameter(2);
sigpar[3] = sigma.GetParameter(3);
gwidth->Draw();
c1->Print("results.pdf");
c1->SaveAs("Resolucion.png");
delete c1;

c1 = new TCanvas("c1");
c1->cd(1);
geff->Fit("sigma");
```

## APÉNDICE C. MACROS

---

```
Double_t accpar[4];
accpar[0] = sigma.GetParameter(0);
accpar[1] = sigma.GetParameter(1);
accpar[2] = sigma.GetParameter(2);
accpar[3] = sigma.GetParameter(3);
geff->Draw();
c1->Print("results.pdf");
c1->SaveAs("Aceptancias.png");
delete c1;

//Definicion graficos de puntos (busqueda Neutrinos pesados)
TGraph * gbr_ses = new TGraph(1);
gbr_ses->SetTitle("SES BR");
gbr_ses->SetMarkerStyle(20);
gbr_ses->SetMarkerSize(0.7);
gbr_ses->SetMarkerColor(kRed);
gbr_ses->SetLineColor(kRed);

TGraph * gevlimit = new TGraph(1);
gevlimit->SetTitle("Limit Observed Events");
gevlimit->SetMarkerStyle(20);
gevlimit->SetMarkerSize(0.7);
gevlimit->SetMarkerColor(kRed);
gevlimit->SetLineColor(kRed);

TGraph * gulimit2 = new TGraph(1);
gulimit2->SetTitle(";m_{N};UL en |U_{e4}|^{2} a 90% CL");
gulimit2->SetMarkerStyle(20);
gulimit2->SetMarkerSize(0.7);
gulimit2->SetMarkerColor(kRed);
gulimit2->SetLineColor(kRed);

TGraph * grho = new TGraph(1);
grho->SetTitle("BR_Pie2 * rho (Aprox 2)");
grho->SetMarkerStyle(20);
grho->SetMarkerSize(0.7);
grho->SetMarkerColor(kRed);
grho->SetLineColor(kRed);

npoint=-1;

//Aqui se encuentra la lectura de los archivos de datos
//Y por tanto los histos de pion y kaon
//Los ajustes de las funciones a los datos
//Y el numero total de piones que decayeron
```

## APÉNDICE C. MACROS

---

```
//Asi como la aceptancia obtenida de la simulacion

TGraph *square = new TGraph();
square->SetTitle(";mass m_{N}[MeV/c^{2}];b_{1}/#deltab_{1}");
square->SetMarkerStyle(20);
square->SetMarkerSize(0.7);
square->SetMarkerColor(kBlack);
square->SetLineColor(kBlack);
TGraph *squarec = new TGraph();

TGraph *chi2 = new TGraph();
chi2->SetTitle("#chi^{2};mass m_{N}[MeV/c^{2}];#chi^{2}");
chi2->SetMarkerStyle(20);
chi2->SetMarkerSize(0.7);
chi2->SetMarkerColor(kBlack);
chi2->SetLineColor(kBlack);
TGraph *Qchi2ndf = new TGraph();
Qchi2ndf->SetTitle("#chi^{2}/ndf;mass m_{N}[MeV/c^{2}];
                #chi^{2}/ndf");
Qchi2ndf->SetMarkerStyle(20);
Qchi2ndf->SetMarkerSize(0.7);
Qchi2ndf->SetMarkerColor(kBlack);
Qchi2ndf->SetLineColor(kBlack);

TGraph *significance = new TGraph();

Int_t Points = -1;
//definicion archivos que almacenaran los datos
ofstream myfile, fileMass, fileUlimit;
ofstream fileObsEv, fileObsUL, fileSESbr, fileSESul;
ofstream fileSigmas, fileBeforeSig;
ofstream fileChi, fileChiNdf, fileAllMass;
myfile.open("limitResults.txt");
fileMass.open("mass.txt");
fileUlimit.open("Ulimit.txt");
fileObsEv.open("ObservedEvents.txt");
fileObsUL.open("ObservedUL.txt");
fileSESbr.open("BR_SES.txt");
fileSESul.open("Ulimit_SES.txt");
fileSigmas.open("Sigmas.txt");
fileBeforeSig.open("BefSig.txt");
fileChi.open("Chi2.txt");
fileChiNdf.open("Chi2-Ndf.txt");
fileAllMass.open("AllMass.txt");
```

## APÉNDICE C. MACROS

---

```
Double_t StartMass = 50.;//inicia masa 50, se toma a partir 60
Double_t EndMass = 125.;
Double_t nSigmas = 6.25;
Int_t BinJump = 1;

if (true) {
Double_t bwidth2 = datahist->GetBinWidth(1);
cout << "Bin Width " << bwidth2 << endl;
//ciclo sobre las hipotesis de masa cuadrada en saltos 1 bin
for (Double_t mass2=datahist->GetXaxis()->
    GetBinCenter(datahist->GetXaxis()->
        FindBin(StartMass*StartMass));
    mass2<EndMass*EndMass; mass2+=BinJump*bwidth2){

    Double_t mass = sqrt(mass2);
    Double_t cont = datahist->GetBinContent(datahist->
        GetXaxis()->FindBin(mass2));
    cout << mass << " " << bwidth2 << " " << mass2 << " "
        << resol(sigpar, mass) << " " << cont << endl;
    gaussb.SetParameters(bwidth2,1.,mass2,
        resol(sigpar, mass),cont,0,0,0,0,0,0);
    gaussb.FixParameter(0,bwidth2);
    gaussb.FixParameter(2,mass2);
    gaussb.FixParameter(3,resol(sigpar, mass));
    Double_t xmin,xmax;
    //rango del ajuste
    xmin = max(StartMass*StartMass, mass2-
        nSigmas*resol(sigpar, mass));
    xmax = min(mass2+nSigmas*resol(sigpar, mass),16050.);
    //ajuste
    TFitResultPtr fresult = datahist->
        Fit("gaussb", "SE", "", xmin, xmax);
    TMatrixDSym corr = fresult->GetCorrelationMatrix();
    corr.Print();//correlaciones entre parametros

    TF1 *myfunc = datahist->GetFunction("gaussb");
    Double_t chi2Val = myfunc->GetChisquare();
    Double_t ndfVal = myfunc->GetNDF();
    chi2->Set(chi2->GetN()+1);
    chi2->SetPoint(chi2->GetN()-1, mass, chi2Val);
    Qchi2ndf->Set(Qchi2ndf->GetN()+1);
    Qchi2ndf->SetPoint(Qchi2ndf->GetN()-1, mass,
        chi2Val/ndfVal);
    fileChi << chi2Val << endl;
    fileChiNdf << chi2Val/ndfVal << endl;
```

## APÉNDICE C. MACROS

---

```
fileAllMass << mass << endl;

square->Set(square->GetN()+1);
square->SetPoint(square->GetN()-1,mass,gaussb.
                GetParameter(1)/gaussb.GetParError(1));
squarec->Set(squarec->GetN()+1);
squarec->SetPoint(squarec->GetN()-1,mass,
                 gaussb.GetParameter(4));
fileBeforeSig <<
    gaussb.GetParameter(1)/gaussb.GetParError(1) << endl;

c1 = new TCanvas("c1");
gStyle->SetStatX(0.99);
c1->cd(1);
datahist->SetStats(1);
datahist->GetXaxis()->SetRangeUser(xmin-10000.,xmax+10000.);
datahist->SetTitle(Form("Masa  %g MeV/c^{2};m^{2}-{miss}
                      [MeV^{2}/c^{4}];Eventos/(100 MeV^{ 2}/c^{4})"
                      ,mass));
datahist->Draw("E");
c1->SetLogy();
c1->Print("results.pdf");
delete c1;

c1 = new TCanvas("c1");
gStyle->SetStatX(0.25);
c1->cd(1);
c1->SetGrid();
datahist->SetStats(0);
datahist->GetXaxis()->SetRangeUser(xmin,xmax);
datahist->Draw("E");
//funcion hipotesis solo ruido construida con parametros
//del ajuste signal+ruido (sin gaussiana)
polib.SetParameters(gaussb.GetParameter(2),
                    gaussb.GetParameter(4),gaussb.GetParameter(5),
                    gaussb.GetParameter(6),gaussb.GetParameter(7),
                    gaussb.GetParameter(8),gaussb.GetParameter(9),
                    gaussb.GetParameter(10));
polib.SetLineWidth(2);
polib.SetLineStyle(2);
polib.SetLineColor(kRed);
polib.Draw("LSAME");
c1->Print("results.pdf");
delete c1;
```

## APÉNDICE C. MACROS

---

```
if( fabs(gaussb.GetParameter(1)/gaussb.GetParError(1))<5.){
  npoint++;
  //Single Event Sensitivity
  Double_t BR_SES = 1./(N_Pi*resol(accpar, mass));
  gbr_ses->Set(npoint+1);
  gbr_ses->SetPoint(npoint, mass, BR_SES);

  Double_t Mass_pion_electron = 135. + 0.5;
  Double_t Mass_Pion = 139.57;
  Double_t Mass_Electron = 0.511;
  grho->Set(npoint+1);
  grho->SetPoint(npoint, mass, (BR_Pie2 *
    rho(Mass_Pion, Mass_Electron, mass)));

  Double_t U2_SES_aprox2=BR_SES/(BR_Pie2 *
    rho(Mass_Pion, Mass_Electron, mass));

  Double_t WidthInSigmas = 1.5;
  Double_t Nexp = gaussb.GetParameter(4)*WidthInSigmas*
    2*resol(sigpar, mass)/bwidth2;
  Double_t Nobs = Nexp + erf(WidthInSigmas/sqrt(2.))*
    gaussb.GetParameter(1);
  Double_t dNexp = sqrt(2.*WidthInSigmas*resol(sigpar, mass)
    /bwidth2)*gaussb.GetParError(4);

  char command[64];
  char buf[64];
  //Calculo limite superior Ns usando metodo CLs
  sprintf(command, "./CLs_limit gaus %f %f %f", Nobs, Nexp, dNexp);
  FILE *handle = popen(command, "r");
  if (handle == NULL) {
    return 1;
  }
  else {
    size_t readn;
    while ((readn=fread(buf, 1, sizeof(buf), handle))>0){
      fwrite(buf, 1, readn, stdout);
    }
  }
  pclose(handle);
  Double_t evlimit = atof(buf); //limite superior Ns
  myfile << " mass: " << mass << " mass2: " << mass2
    << " Nexp = " << Nexp << " Nobs = " << Nobs
    << " dNexp = " << dNexp << " CLs: "
    << evlimit << endl;
```

## APÉNDICE C. MACROS

---

```
if(evlimit <10.)
  {cout << "Discarding!" << endl; continue;}

significance->Set(significance->GetN()+1);
significance->SetPoint(significance->GetN()-1,mass,
                      gaussb.GetParameter(1)/gaussb.GetParError(1));

Points++;
gevlimit->Set(Points+1);
gevlimit->SetPoint(Points,mass, evlimit);

Double_t ulimit2 = evlimit * U2_SES_aprox2;
gulimit2->Set(Points+1);
gulimit2->SetPoint(Points,mass, ulimit2);

fileMass << mass << endl;
fileUlimit << ulimit2 << endl;
fileSESbr << BR_SES << endl;
fileSESul << U2_SES_aprox2 << endl;
fileObsEv << Nobs << endl;
fileObsUL << evlimit << endl;
fileSigmas << gaussb.GetParameter(1)/gaussb.GetParError(1)
            << endl;
}
}
}
myfile.close();
fileMass.close();
fileUlimit.close();
fileSESbr.close();
fileSESul.close();
fileObsEv.close();
fileObsUL.close();
fileSigmas.close();
fileChi.close();
fileChiNdf.close();
fileAllMass.close();
//Dibujo graficos de puntos (busqueda neutrino pesado)
c1 = new TCanvas("c1");
c1->cd(1);
c1->SetGrid();
chi2->Draw();
c1->Print("results.pdf");
c1->SetLogy();
```

```
c1->Print(" results.pdf");
delete c1;
```

```
c1 = new TCanvas("c1");
c1->cd(1);
c1->SetGrid();
Qchi2ndf->Draw();
c1->Print(" results.pdf");
c1->SetLogy();
c1->Print(" results.pdf");
delete c1;
```

```
c1 = new TCanvas("c1");
c1->cd(1);
c1->SetGrid();
square->GetYaxis()->SetRangeUser(-5.,5.);
square->Draw();
c1->Print(" results.pdf");
delete c1;
```

```
c1 = new TCanvas("c1");
c1->cd(1);
c1->SetGrid();
significance->GetYaxis()->SetRangeUser(-5.,5.);
significance->Draw();
c1->Print(" results.pdf");
delete c1;
```

```
c1 = new TCanvas("c1");
c1->cd(1);
squarec->Draw();
c1->Print(" results.pdf");
delete c1;
```

```
c1 = new TCanvas("c1");
c1->cd(1);
gbr_ses->Draw();
c1->Print(" results.pdf");
delete c1;
```

```
c1 = new TCanvas("c1");
c1->cd(1);
gevlimit->Draw();
c1->Print(" results.pdf");
delete c1;
```

```
c1 = new TCanvas("c1");
c1->cd(1);
c1->SetLogy();
gevlimit->Draw();
c1->Print("results.pdf");
delete c1;

c1 = new TCanvas("c1");
c1->cd(1);
grho->Draw();
c1->Print("results.pdf");
delete c1;

c1 = new TCanvas("c1");
c1->SetGrid();
c1->cd(1);
c1->SetLogy();
gulimit2->Draw();
c1->Print("results.pdf");
c1->Print("results.pdf]");
delete c1;
}
}
```

# Bibliografía

- [1] Bruno Pontecorvo. Mesonium and antimesonium. *Zhur. Eksptl'. i Teoret. Fiz.*, 33, 1957.
- [2] Ziro Maki, Masami Nakagawa, and Shoichi Sakata. Remarks on the unified model of elementary particles. *Progress of Theoretical Physics*, 28(5):870–880, 1962.
- [3] Bruno Pontecorvo. Neutrino experiments and the problem of conservation of leptonic charge. *Sov. Phys. JETP*, 26(984-988):165, 1968.
- [4] Raymond Davis Jr. Solar neutrinos. II. Experimental. *Physical Review Letters*, 12(11):303, 1964.
- [5] Raymond Davis Jr, Don S Harmer, and Kenneth C Hoffman. Search for neutrinos from the sun. *Physical Review Letters*, 20(21):1205, 1968.
- [6] John N Bahcall. Solar neutrinos. I. Theoretical. *Physical Review Letters*, 12(11):300, 1964.
- [7] KS Hirata, T Kajita, M Koshiba, M Nakahata, S Ohara, Y Oyama, N Sato, A Suzuki, M Takita, Y Totsuka, et al. Experimental study of the atmospheric neutrino flux. *Physics Letters B*, 205(2-3):416–420, 1988.
- [8] Keiko S Hirata, K Inoue, T Ishida, T Kajita, K Kihara, M Nakahata, K Nakamura, S Ohara, A Sakai, N Sato, et al. Observation of a small atmospheric  $\nu_\mu/\nu_e$  ratio in Kamiokande. *Physics Letters B*, 280(1-2):146–152, 1992.
- [9] Y Fukuda, T Hayakawa, K Inoue, T Ishida, S Joutoku, T Kajita, S Kasuga, Y Koshio, T Kumita, K Matsumoto, et al. Atmospheric  $\nu_\mu/\nu_e$

## BIBLIOGRAFÍA

---

- ratio in the multi-GeV energy range. *Physics Letters B*, 335(2):237–245, 1994.
- [10] WWM Allison, GJ Alner, DS Ayres, WL Barrett, C Bode, PM Border, CB Brooks, JH Cobb, DJA Cockerill, RJ Cotton, et al. Measurement of the atmospheric neutrino flavour composition in Soudan 2. *Physics Letters B*, 391(3-4):491–500, 1997.
- [11] Yoshiyuki Fukuda, T Hayakawa, E Ichihara, K Inoue, K Ishihara, Hirokazu Ishino, Y Itow, T Kajita, J Kameda, S Kasuga, et al. Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos. *Physical Review Letters*, 81(8):1562, 1998.
- [12] J Hosaka, K Ishihara, J Kameda, Y Koshio, A Minamino, C Mitsuda, M Miura, S Moriyama, M Nakahata, T Namba, Y Obayashi, N Sakurai, A Sarrat, M Shiozawa, Y Suzuki, Y Takeuchi, S Yamada, I Higuchi, M Ishitsuka, and T Kajita. Solar neutrino measurements in Super-Kamiokande-I. *Physical Review. D, Particles Fields*, 73(11), 6 2006.
- [13] J. P. Cravens, K. Abe, T. Iida, K. Ishihara, J. Kameda, Y. Koshio, A. Minamino, et al. Solar neutrino measurements in Super-Kamiokande-II. *Physical Review D - Particles, Fields, Gravitation and Cosmology*, 78(3), August 2008.
- [14] K Abe, Y Hayato, T Iida, M Ikeda, C Ishihara, K Iyogi, J Kameda, K Kobayashi, Y Koshio, Y Kozuma, et al. Solar neutrino results in Super-Kamiokande-III. *Physical Review D*, 83(5):052010, 2011.
- [15] JN Abdurashitov, VN Gavrin, VV Gorbachev, PP Gurkina, TV Ibragimova, AV Kalikhov, NG Khairnasov, TV Knodel, IN Mirmov, AA Shikhin, et al. Measurement of the solar neutrino capture rate with gallium metal. III. Results for the 2002–2007 data-taking period. *Physical Review C*, 80(1):015807, 2009.
- [16] G Bellini, J Benziger, S Bonetti, M Buizza Avanzini, B Caccianiga, L Cadonati, Frank Calaprice, C Carraro, A Chavarria, A Chepurinov, et al. Measurement of the solar  $^8\text{B}$  neutrino rate with a liquid scintillator target and 3 MeV energy threshold in the Borexino detector. *Physical Review D*, 82(3):033006, 2010.

## BIBLIOGRAFÍA

---

- [17] Gianpaolo Bellini, J Benziger, D Bick, S Bonetti, G Bonfini, M Buizza Avanzini, B Caccianiga, L Cadonati, Frank Calaprice, C Carraro, et al. Precision measurement of the  $^7\text{Be}$  solar neutrino interaction rate in Borexino. *Physical Review Letters*, 107(14):141302, 2011.
- [18] Florian Kaether, Wolfgang Hampel, Gerd Heusser, Juergen Kiko, and Till Kirsten. Reanalysis of the GALLEX solar neutrino flux and source experiments. *Physics Letters B*, 685(1):47–54, 2010.
- [19] B Aharmim, SN Ahmed, AE Anthony, N Barros, EW Beier, Alain Belverive, B Beltran, M Bergevin, SD Biller, K Boudjemline, et al. Combined analysis of all three phases of solar neutrino data from the Sudbury Neutrino Observatory. *Physical Review C*, 88(2):025501, 2013.
- [20] A Gando, Y Gando, K Ichimura, H Ikeda, K Inoue, Y Kibe, Y Kishimoto, M Koga, Y Minekawa, T Mitsui, et al. Constraints on  $\theta_{13}$  from a three-flavor oscillation analysis of reactor antineutrinos at KamLAND. *Physical Review D*, 83(5):052002, 2011.
- [21] Feng Peng An, AB Balantekin, HR Band, M Bishai, S Blyth, D Cao, GF Cao, J Cao, WR Cen, YL Chan, et al. Measurement of electron antineutrino oscillation based on 1230 days of operation of the Daya Bay experiment. *Physical Review D*, 95(7):072006, 2017.
- [22] G Bak, JH Choi, HI Jang, JS Jang, SH Jeon, KK Joo, Kiwon Ju, DE Jung, JG Kim, JH Kim, et al. Measurement of reactor antineutrino oscillation amplitude and frequency at RENO. *Physical review letters*, 121(20):201801, 2018.
- [23] Y Abe, JC Dos Anjos, JC Barriere, E Baussan, I Bekman, M Bergevin, TJC Bezerra, L Bezrukov, E Blucher, C Buck, et al. Improved measurements of the neutrino mixing angle  $\theta_{13}$  with the Double Chooz detector. *Journal of High Energy Physics*, 2014(10):1–44, 2014.
- [24] MH Ahn, E Aliu, S Andringa, S Aoki, Y Aoyama, J Argyriades, K Asakura, R Ashie, F Berghaus, HG Berns, et al. Measurement of neutrino oscillation by the K2K experiment. *Physical Review D*, 74(7):072003, 2006.
- [25] AA Aguilar-Arevalo, CE Anderson, SJ Brice, BC Brown, L Bugel, JM Conrad, R Dharmapalan, Z Djurcic, BT Fleming, R Ford, et al.

## BIBLIOGRAFÍA

---

- Event excess in the MiniBooNE search for  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  oscillations. *Physical review letters*, 105(18):181801, 2010.
- [26] BA Popov. Final results on the search for  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  oscillations in the NOMAD experiment. *Physics of Atomic Nuclei*, 67(11):1942–1947, 2004.
- [27] E Eskut, A Kayis-Topaksu, G Onengüt, R Van Dantzig, M De Jong, J Konijn, O Melzer, RGC Oldeman, E Pesen, CAFJ van der Poel, et al. New results from a search for  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  and  $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$  oscillation. *Physics Letters B*, 497(1-2):8–22, 2001.
- [28] P Adamson, I Anghel, C Backhouse, G Barr, M Bishai, A Blake, GJ Bock, D Bogert, SV Cao, CM Castromonte, et al. Measurement of neutrino and antineutrino oscillations using beam and atmospheric data in MINOS. *Physical Review Letters*, 110(25):251801, 2013.
- [29] K Abe, J Amey, C Andreopoulos, M Antonova, S Aoki, A Ariga, Y Ashida, S Ban, M Barbi, GJ Barker, et al. Measurement of neutrino and antineutrino oscillations by the T2K experiment including a new additional sample of  $\nu_e$  interactions at the far detector. *Physical Review D*, 96(9):092006, 2017.
- [30] K Abe, R Akutsu, A Ali, J Amey, C Andreopoulos, L Anthony, M Antonova, S Aoki, A Ariga, Y Ashida, et al. Search for CP Violation in Neutrino and Antineutrino Oscillations by the T2K Experiment with  $2.2 \times 10^{21}$  Protons on Target. *Physical review letters*, 121(17):171802, 2018.
- [31] P Adamson, L Aliaga, D Ambrose, Nikolay Anfimov, A Antoshkin, E Arrieta-Diaz, K Augsten, A Aurisano, C Backhouse, M Baird, et al. Constraints on Oscillation Parameters from  $\nu_e$  Appearance and  $\nu_\mu$  Disappearance in NOvA. *Physical review letters*, 118(23):231801, 2017.
- [32] MA Acero, P Adamson, L Aliaga, T Alion, V Allakhverdian, N Anfimov, A Antoshkin, Enrique Arrieta-Diaz, A Aurisano, A Back, et al. New constraints on oscillation parameters from  $\nu_e$  appearance and  $\nu_\mu$  disappearance in the NOvA experiment. *Physical Review D*, 98(3):032012, 2018.
- [33] MA Acero, P Adamson, L Aliaga, T Alion, V Allakhverdian, S Altakarli, N Anfimov, A Antoshkin, A Aurisano, A Back, et al. First measurement

- of neutrino oscillation parameters using neutrinos and antineutrinos by NOvA. *Physical review letters*, 123(15):151803, 2019.
- [34] N Agafonova, A Aleksandrov, A Anokhina, S Aoki, A Ariga, T Ariga, D Bender, A Bertolin, I Bodnarchuk, C Bozza, et al. Discovery of  $\tau$  Neutrino Appearance in the CNGS Neutrino Beam with the OPERA Experiment. *Physical review letters*, 115(12):121802, 2015.
- [35] N Agafonova, A Aleksandrov, A Anokhina, S Aoki, Akitaka Ariga, Tomoko Ariga, T Asada, D Autiero, A Badertscher, A Ben Dhahbi, et al. New results on  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  appearance with the OPERA experiment in the CNGS beam. *Journal of High Energy Physics*, 2013(11):1–32, 2013.
- [36] Takehiko Asaka and Mikhail Shaposhnikov. The  $\nu$ MSM, dark matter and baryon asymmetry of the universe. *Physics Letters B*, 620(1-2):17–26, 2005.
- [37] Dmitry Gorbunov and Mikhail Shaposhnikov. How to find neutral leptons of the  $\nu$ MSM? *Journal of High Energy Physics*, 2007(10):015, 2007.
- [38] Peter Minkowski.  $\mu \rightarrow e\gamma$  at a rate of one out of 109 muon decays? *Physics Letters B*, 67(4):421–428, April 1977.
- [39] Robert E Shrock. New tests for and bounds on neutrino masses and lepton mixing. *Physics Letters B*, 96(1-2):159–164, 1980.
- [40] DI Britton, S Ahmad, DA Bryman, RA Burnham, ETH Clifford, P Kitching, Y Kuno, JA Macdonald, T Numao, A Olin, et al. Improved search for massive neutrinos in  $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu$  decay. *Physical Review D*, 46(3):R885, 1992.
- [41] A Aguilar-Arevalo, M Aoki, M Blecher, DI Britton, D Vom Bruch, DA Bryman, S Chen, J Comfort, S Cuen-Rochin, L Doria, et al. Improved search for heavy neutrinos in the decay  $\pi \rightarrow e \nu$ . *Physical Review D*, 97(7):072012, 2018.
- [42] A Aguilar-Arevalo, M Aoki, M Blecher, DI Britton, D vom Bruch, DA Bryman, S Chen, J Comfort, L Doria, S Cuen-Rochin, et al. Search for heavy neutrinos in  $\pi \rightarrow \mu\nu$  decay. *Physics Letters B*, 798:134980, 2019.

- [43] E Cortina Gil, A Kleimenova, E Minucci, S Padolski, P Petrov, A Shaikhiev, R Volpe, T Numao, Y Petrov, B Velghe, et al. Search for heavy neutral lepton production in  $K^+$  decays to positrons. *Physics Letters B*, 807:135599, 2020.
- [44] Cristina Lazzeroni, Nicolas Lurkin, Francis Newson, Angela Romano, Augusto Ceccucci, Hans Danielsson, Valeri Falaleev, Lau Gatignon, S Goy Lopez, Bjorn Hallgren, et al. Search for heavy neutrinos in  $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$  decays. *Physics Letters B*, 772:712–718, 2017.
- [45] E Cortina Gil, A Kleimenova, E Minucci, S Padolski, P Petrov, A Shaikhiev, R Volpe, T Numao, Y Petrov, B Velghe, et al. Search for  $K^+$  decays to a muon and invisible particles. *Physics Letters B*, 816:136259, 2021.
- [46] Nora Estrada Tristan. Search for heavy neutral lepton production in  $Ke3$  decays at NA62. Unpublished PhD thesis, 2021.
- [47] E Cortina Gil, E Minucci, S Padolski, P Petrov, B Velghe, G Georgiev, V Kozhuharov, L Litov, T Numao, D Bryman, et al. Search for heavy neutral lepton production in  $K^+$  decays. *Physics Letters B*, 778:137–145, 2018.
- [48] AV Artamonov, B Bassalleck, B Bhuyan, EW Blackmore, DA Bryman, S Chen, IH Chiang, I-A Christidi, PS Cooper, MV Diwan, et al. Search for heavy neutrinos in  $K^+ \rightarrow \mu \nu_H$  decays. *Physical Review D*, 91(5):052001, 2015.
- [49] AS Sadoysky, VF Kurshetsov, AP Filin, SA Akimenko, AV Artamonov, AM Blik, VV Brekhovskikh, VS Burtovoy, VN Bychkov, SV Donskov, et al. Search for heavy neutrino in  $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_H$  decay. *The European Physical Journal C*, 78(2):1–7, 2018.
- [50] T Yamazaki, T Ishikawa, Y Akiba, M Iwasaki, KH Tanaka, S Ohtake, II Tamura, M Nakajima, T Yamanaka, and I Arai. Search for heavy neutrinos in kaon decay. In *Conf. Proc. C*, volume 840719, page 262, 1984.
- [51] E Cortina Gil, A Kleimenova, E Minucci, S Padolski, P Petrov, A Shaikhiev, R Volpe, T Numao, Y Petrov, B Velghe, et al. Mea-

## BIBLIOGRAFÍA

---

- surement of the very rare  $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$  decay. *Journal of High Energy Physics*, 2021(6), 2021.
- [52] E Cortina Gil, E Martín Albarrán, E Minucci, G Nüssle, S Padolski, P Petrov, N Szilasi, B Velghe, G Georgiev, V Kozhuharov, et al. The Beam and detector of the NA62 experiment at CERN. *Journal of instrumentation*, 12(05):P05025, 2017.
- [53] CERN. Immersive tour of the accelerator complex. <https://home.cern/science/accelerators/accelerator-complex/panoramas>.
- [54] Peter S. Copper and Jurgen Engelfried. A Pion RICH Velocity Spectrometer for P326. Technical report, NA62, 2005.
- [55] The NA62 Collaboration. NA62 Framework. <https://na62-sw.web.cern.ch/>.
- [56] Alexander L Read. Modified frequentist analysis of search results (the CLs method). Technical report, CERN, 2000.
- [57] Alexander L Read. Presentation of search results: the CLs technique. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 28(10):2693, 2002.
- [58] Evgueni Goudzovski. Implementation of the CLs method for a single counting experiment. Technical report, NA62, 2019.