



UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE
SAN LUIS POTOSÍ

FACULTAD DE CIENCIAS

Medición del
tiempo de vida del K^+
en el experimento NA62.

TESIS PARA OBTENER EL GRADO DE:

Licenciado en Física

PRESENTA:

Akbar Emmanuel Díaz Rodarte

Director de Tesis:

Dr. Jürgen Engelfried



San Luis Potosí S.L.P. Junio, 2024

*El presente trabajo está dedicado
a mi familia, quienes siempre
me han impulsado
a alcanzar mis metas
y a encontrar mi camino.*

Agradecimientos

El presente trabajo no hubiera sido posible sin la guía y dirección del **Dr. Jürgen Engelfried**, asesor y director de este trabajo. Agradezco el que haya depositado su confianza en mi persona para formar parte de su grupo de trabajo. Gracias a sus enseñanzas puedo decir hoy en día que he encontrado la rama de la física que me causa más emoción y alegría aprender, la física de altas energías. El tiempo compartido para mi ha sido grato, en especial cuando ha compartido sus anécdotas como investigador enseñándome que la vida de un físico experimental está llena de experiencias, personas y retos, mostrando que la física no es una profesión inerte limitada a las aulas.

A **I. E. Luz del Carmen Nuche Garza** técnico del Laboratorio de Física Altas Energías del Instituto de Física de la UASLP, por su apoyo y consejos relacionadas al uso del laboratorio, así como por las amenas pláticas que fueron un impulso anímico para terminar este trabajo.

A **M.C. Nora Estrada** por compartir sus anécdotas como investigadora, por sus consejos e impulso que ha dado al grupo de trabajo alentándonos a ser investigadores competentes en nuestra área.

A **L.E.S.D. José Limón Castillo** del centro de cómputo del Instituto de Física de la UASLP, por su apoyo con las necesidades técnicas de computo necesarias para llevar a cabo este trabajo.

A mis amigos José Ocampo, Zayra Mileo, Emilio Andrés Domingez, Humberto Lopez, Hugo Alexis, por su amistad, ayuda, apoyo y por brindarme un nuevo hogar. A mi amigo Juan Pablo Samaniego y su familia por haber sido tan atentos durante mi estadía en San Luis Potosí. A mis amigos y compañeros de generación por brindarme ánimos, abrirme las puertas de sus casas y por compartir conmigo sus paradigmas.

A mi familia por haberme impulsado a salir de casa en busca de mi profesión, y por sus esfuerzos constantes para que completase mis estudios a pesar de la distancia. Siempre estaré infinitamente agradecido por todas las oportunidades, enseñanzas y cariño que me han propiciado, y por creer en mí y en mis metas.

Este trabajo fue apoyado por el Fondo Sectorial de Investigación para la Educación SEP/CONACyT, proyecto 242139, y para el proyecto "Participación de México en la Frontera de Física de Altas Energías en el CERN", CONACyT Proyectos de la Frontera number 2042.

Abstract

In the present study the possibility of measuring the lifetime of the positively charged Kaon, K^+ , is studied, by using data and framework produced by the experiment NA62 of the European Organization for Nuclear Research (CERN, French acronym). Even though this experiment doesn't have as main goal the measurement of this charged meson's lifetime, it is the experiment with the best production of this particle, and the acquired data can be employed for other studies.

The study was done by analysing the 3 most common decay modes of the charged Kaon, corresponding to $K^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu$, $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$, and $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-$. For each of them data and Monte Carlo simulations, done by the experiment collaboration, were used. With this, acceptance, similarity between experiment and simulation, and decay position distributions were obtained for each mode.

Finally it is concluded that for the decay modes $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$ and $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-$, obtaining the lifetime is unfeasible with the current resources; while for the decay mode $K^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu$ feasible results were obtained and are candidates as lifetime. To get improvements in the measurement results of the three decay modes, further studies are required to determine possible systematic mistakes in the Monte Carlo simulations.

Resumen

En el presente estudio plantea la posibilidad de medir el tiempo de vida del Kaón con carga positiva, K^+ , haciendo uso tanto de los datos como del entorno de trabajo producidos por el experimento NA62 del Consejo Europeo de Investigación Nuclear (CERN por sus siglas en francés). Si bien este experimento no tiene como objetivo principal la medición del tiempo de vida de este mesón cargado, es el experimento actual con mayor producción de esta partícula, y los datos obtenidos pueden emplearse para otros estudios.

El estudio se realizó analizando los 3 modos de decaimiento más comunes para el Kaón cargado, correspondientes a $K^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu$, $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$, y $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-$. Para cada uno de estos modos se hizo uso tanto de datos como de simulaciones de Monte Carlo realizadas por la colaboración del experimento. Con esto se obtuvieron las distribuciones para las aceptancias de cada modo, las distribuciones de similitud entre los datos medidos en el experimento y la simulación, y las distribuciones de la posición de decaimiento para cada modo.

Finalmente se concluye que para los decaimientos $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$ y $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-$, la obtención del tiempo de vida es inviable con los recursos que se tienen por el momento; mientras que para el modo $K^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu$ se obtienen resultados favorables a ser candidatos como tiempos de vida. Para obtener mejoras en los resultados de medición en los tres modos de decaimiento, se requiere de estudios posteriores que determinen posibles errores sistemáticos en las simulaciones echas con Monte Carlo.

Índice

Agradecimientos.	I
Resumen.	II
1. Introducción	1
2. Marco Teórico	2
2.1. Paradigma Histórico de la Materia y su Estructura	2
2.2. Modelo Estándar de la Física de Partículas	4
2.3. Características y Clasificación de los Hadrones	6
2.3.1. Mesones	6
2.3.2. Bariones	8
2.4. Interacción Débil	9
2.4.1. Corriente Neutral Débil	9
2.4.2. Corrientes Cargadas Débiles	10
2.5. Tiempo de Vida de una Partícula y la Taza de Reacción	14
2.6. El Kaón	16
3. Descripción del Experimento NA62	17
3.1. Haz del Experimento	17
3.2. Detectores	19
3.2.1. Kaon Tagger (KTAG)	19
3.2.2. Beam Spectrometer (GTK)	20
3.2.3. Charged Anti-coincidence Detector (CHANTI)	21
3.2.4. Straw Spectrometer (STRAW)	22
3.2.5. Sistema de Vetado de Fotones	23
3.2.6. Large-Angle Veto System (LAV)	23
3.2.7. Liquid Krypton Calorimeter (LKR)	24
3.2.8. Small-Angle Calorimeter (SAC)	24
3.2.9. Intermediate-Ring Calorimeter (IRC)	25
3.2.10. Ring Image Cherenkov Counter (RICH)	25
3.2.11. Charged Particles Hodoscopes (CHOD)	26
3.2.12. Hadron Calorimeters (MUV1,MUV2)	26
3.2.13. Fast Muon Veto (MUV3)	26
3.2.14. Peripheral Muon Veto (MUV0)	27
3.2.15. Hadronic Sampling Calorimeter (HASC)	27
3.3. Trigger and Data Acquisition System (TDAQ)	28
3.3.1. L0 Trigger	28
3.3.2. High Level Triggers L1 y L2	28
3.4. Framework de NA62	28
4. Medición del Tiempo de Vida del K^+	29
4.1. Propagación de Errores y Aceptancia	29
4.1.1. Propagación de Errores	29
4.1.2. Aceptancia	30
4.2. Estrategia de Medición del Tiempo de Vida	31
4.2.1. Criterios de Selección de Eventos para $K_{3\pi}$	31
4.2.2. Criterios Comunes de Selección de Eventos para $K_{2\pi}$ y $K_{\mu 2}$	33
4.2.3. Criterios Específicos de Selección de Eventos para $K_{2\pi}$	34
4.2.4. Criterios Específicos de Selección de Eventos para $K_{\mu 2}$	36
4.2.5. Distribución de Aceptancia	37
4.2.6. Distribuciones Corregidas de la Posición de Decaimiento	41
5. Resultados	44
5.1. Mediciones obtenidas para $K_{3\pi}$	44
5.2. Mediciones obtenidas para $K_{2\pi}$	46
5.3. Mediciones obtenidas para $K_{\mu 2}$	49
5.4. Resumen de resultados	52

6. Conclusión y Trabajo a Futuro	53
A. Programa Empleado para la medición del tiempo de vida	54
B. Programa empleado para la obtención de las distribuciones de similitud	57

Índice de tablas

1. Bosones mediadores y sus característica.	4
2. Partículas elementales del tipo fermión y sus características.	5
3. Números cuánticos correspondientes al Isospin (I), Tercera componente del Isospin (I_3), y Strangeness (S), de los 3 quarks ligeros.	7
4. Mesones Ligeros, sus quarks constituyentes, números cuánticos y sus masas.	7
5. Bariones Ligeros, sus quarks constituyentes, números cuánticos y sus masas.	8
6. Tiempo de vida y principales modos de decaimiento de los kaones.	16
7. Resultados de tiempo de vida para $K_{3\pi}$	45
8. Tiempo de vida obtenido para $K_{3\pi}$ al variar el rango de ajuste.	45
9. Resultados de tiempo de vida para $K_{2\pi}$	48
10. Tiempo de vida obtenido para $K_{2\pi}$ al variar el rango de ajuste.	48
11. Resultados del tiempo de vida para $K_{\mu 2}$	50
12. Tiempo de vida obtenido para $K_{\mu 2}$ al variar el rango de ajuste.	51

Índice de figuras

1. Partículas elementales y la manera en que interactúan entre sí.	5
2. Diagrama de Feynman correspondiente al acople del bosón Z^0 al fermión f	9
3. Diagramas de Feynman correspondientes a la deflexión de dos electrones por causa de la emisión de un fotón (a), y por causa de la emisión de un Z^0 (b).	10
4. Diagrama de Feynman correspondiente a un proceso leptónico con corriente cargada débil.	11
5. Diagrama de Feynman correspondiente a un proceso no leptónico con corriente cargada débil.	11
6. Diagrama de Feynman correspondiente a un proceso semi-leptónico con corriente cargada débil.	13
7. Diagrama de Feynman correspondiente al decaimiento β^- del neutrón.	13
8. Distribución de experimentos y aceleradores en el CERN.	17
9. Esquema de la disposición y óptica del haz de alta intensidad de K^+ [29].	18
10. Esquema de la disposición de los detectores en el experimento.	19
11. Esquema de composición de las partes del KTAG y fotografía real de este.	20
12. Esquema con la disposición de las estaciones del GTK.	20
13. Fotografía de una estación del GTK.	21
14. Fotografía de las estaciones de CHANTI [29].	21
15. Disposición de las vistas en las cámaras del STRAW, y posición de cada popote.	22
16. Bloque Plomo-Vidrio FS57	23
17. Estaciones 1 y 12 del LAV.	23
18. Esquema de cuadrante y celdas del LKr [29].	24
19. Intermediate-Ring Calorimeter.	25
20. Vista esquemática del RICH.	25
21. Frecuencias esperadas en las losetas del MUV3.	27
22. "Super-losetas" del MUV0.	27
23. Norma del cuadrimomento de los vértices para $K_{3\pi}$	32
24. Distribución de decaimiento en el plano XY para $K_{3\pi}$	32
25. Distribución del momento de los vértices de decaimiento para $K_{3\pi}$	33
26. Diferencia de la posición en XY del vértice obtenido para $K_{2\pi}$	34
27. Diferencia de la posición en XY del vértice obtenido para $K_{\mu 2}$	34
28. Missing Mass $K_{2\pi}$ Monte Carlo y experimento.	35
29. Missing Mass $K_{\mu 2}$ Monte Carlo y experimento.	36
30. True ZVertex para $K_{3\pi}$	37
31. Similitud experimento y simulación $K_{3\pi}$	38
32. Similitud experimento y simulación $K_{2\pi}$	38
33. Similitud experimento y simulación $K_{\mu 2}$	39

34.	Distribución de aceptación $K3\pi$.	39
35.	Distribución de aceptación $K2\pi$.	40
36.	Distribución de aceptación $K\mu 2$.	40
37.	Distribuciones de posición de decaimiento corregida para $K_{3\pi}$.	41
38.	Distribuciones de posición de decaimiento corregida $K_{2\pi}$.	42
39.	Distribuciones de posición de decaimiento corregida $K_{\mu 2}$.	43
40.	Ajuste Exponencial para $K3\pi$ (105m a 162.5m).	44
41.	Tiempos de vida medidos para $K3\pi$ respecto a χ^2/ndf .	46
42.	Ajuste Exponencial para $K2\pi$ (105m a 176m).	47
43.	Tiempos de vida medidos para $K2\pi$.	49
44.	Ajuste Exponencial para $K\mu 2$ (105m a 178m).	50
45.	Tiempos de vida medidos para $K\mu 2$.	51

1. Introducción

En general se puede plantear dos formas distintas de medir el tiempo de vida de partículas inestables, mediciones en reposo y en tiempo de vuelo. La primera corresponde a tener una población de partículas en reposo, lo cual se logra produciendo estas con bajo momento, y posteriormente frenándolas haciéndolas pasar por medios densos. Por otro lado, y como su nombre lo indica, la mediciones del tiempo de vida en tiempo de vuelo se lleva a cabo sin desacelerar a las partículas producidas, lo cual puede tener como ventaja el efecto relativista de la dilatación. Los primeros intentos de medición del tiempo de vida del Kaón cargado surgen en la década de los 60's, en específico Boyarsky et al. en 1962 reportó un tiempo de vida de $(12.59 \pm 0.18)ns$ [1]. 8 años después Ott et al. realiza en reposo la medición más precisa del tiempo de vida hasta el momento, reportando un valor de $(12.380 \pm 0.016)ns$ [2]. Ha día de hoy, la medición más reciente reportada por el PDG (Particle Data Group) fue la realizada con el detector KLOE en el 2008, teniendo una medición en tiempo de vuelo, en la que se reporta un tiempo de $(12.347 \pm 0.030)ns$ [3]. En el 2022 se realizó un estudio, en forma de tesis, para la obtención del tiempo de vida del Kaón cargado por parte del grupo mexicano perteneciente a la colaboración del experimento NA62 del CERN [4].

El conocer con precisión el tiempo de vida del Kaón cargado puede ser de utilidad para poner a prueba modelos teóricos que calculen esta cantidad. Además, comparar el tiempo de vida medido para el K^+ como el K^- es relevante para el estudio de simetrías existentes entre partículas y antipartículas. También tiene una relevancia técnica en el diseño de experimentos que deseen estudiar las propiedades de esta partícula.

NA62 conocido como “The Kaon Factory”, pues es el experimento que produce la mayor cantidad de Kaones en el mundo. El objetivo principal del experimento no es la medición del tiempo de vida del Kaón cargado, no obstante, la alta estadística recopilada y las buenas resoluciones de los detectores empleados resultan ser buenos motivos para estudiar la posibilidad de medir el tiempo de vida. Como ya se mencionó, un análisis previo fue realizado por el grupo principal mexicano de la colaboración dirigido por el director de la presente Tesis el Dr. Jürgen Engelfried. La finalidad del presente trabajo es analizar la posibilidad de medir el tiempo de vida en tiempo de vuelo del Kaón, pero haciendo uso de estrategias de análisis diferentes a las del estudio anteriormente realizado. Además, extiende el trabajo previamente realizado utilizando el modo de decaimiento más frecuente del Kaón, $K_{\mu 2}$, el cual tiene como productos de decaimiento un muón y su correspondiente neutrino.

2. Marco Teórico

2.1. Paradigma Histórico de la Materia y su Estructura

Parece ser algo intrínseco a la naturaleza humana el tratar de entender el mundo en el que estamos inmersos, entender de qué están hechas las cosas que nos rodean y como interactúan entre sí. Desde la antigüedad se han propuesto ideas, las cuales en mayor o menor medida se han ajustado a lo que observamos en la realidad. Fue con el filósofo griego Leucipo y su discípulo Demócrito (alrededor del 440 a.C.) que se planteó la existencia de objetos indivisibles que conforman a todos los objetos, estos objetos recibieron el nombre de átomos. Su idea de unidades mínimas de materia no fue de gran relevancia en su momento y fue opacada por las ideas de otros pensadores de su época. Fue hasta 1661 que Robert Boyle, retoma la idea atomista en su libro “El Químico Escéptico”, indicando que los objetos estaban formados por combinaciones de elementos químicos, y estos a su vez estaban constituidos por átomos de distinto tamaño y peso. En 1808, John Dalton, en su libro “Un Nuevo Sistema de Filosofía Química” publica evidencia experimental en favor del modelo atomista de la materia, y postula así la “Ley de Las Proporciones Constantes”. A principios del siglo XIX, numerosos científicos como lo fueron James Prescott Joule, James Clark Maxwell y Ludwig Boltzmann desarrollaron la “Teoría Cinética de los Gases”, fundamentada en la existencia de partículas (átomos o moléculas) que al interactuar en grandes cantidades entre sí, dan lugar a cantidades macroscópicas como la presión y temperatura[5].

En la segunda mitad del siglo XIX, se dio un paso importante en la clasificación y estudio de las propiedades de la materia, esto gracias a la creación de la tabla periódica de los elementos, en 1869 por Julius Lothar Meyer y Dmitri Mendeléyev. Dicha tabla no solo listaba a los elementos conocidos hasta entonces con sus respectivas propiedades, sino que los clasificaba en grupos, en los cuales los elementos pertenecientes exhibían propiedades químicas similares. Entonces, teniendo los elementos ordenados, una cualidad importante de los elementos fue finalmente visible, sus propiedades tienen una naturaleza periódica que va relacionada con su masa, o como posteriormente se observó, con su número atómico. Esta periodicidad resultó ser un indicio de que los elementos, los cuales estaban formados por átomos, eran en realidad un sistema compuesto por objetos de menor dimensión y con características más simples y fundamentales que los elementos.

No fue hasta finales del siglo XIX, inicios del siglo XX, que esta estructura subyacente de los átomos comenzó a ser desvelada. Los avances obtenidos por J. Plucker, Johann Wilhelm Hittorf, Joseph John Thomson, y Phillip Lenard, en el estudio de Rayos Catódicos y Rayos Canales, resultó en el entendimiento de la composición eléctrica del átomo. En particular, el trabajo de J.J. Thomson, sobre La medición del cociente carga masa de los Rayos Catódicos, mediante experimentos de deflexión, lo condujo a proponer la existencia de un corpúsculo, con carga eléctrica e , el cual es el constituyente de los Rayos Catódicos, y más aún, está presente en todos los átomos. Este corpúsculo es el Electrón, y tiene una masa 1800 veces más pequeño que la masa del átomo de hidrógeno, el átomo más ligero conocido hasta ese entonces [6]. En ese entonces, se sabía que los átomos eran objetos neutros, y por lo tanto, si estos estaban constituidos de electrones, entonces debía existir en el átomo algún tipo de distribución de carga positiva que compensase la carga de estos. Se conoció la distribución eléctrica del átomo con el trabajo de los experimentos conducidos por Ernest Rutherford. Empleando los resultados de experimentos de deflexión sobre placas metálicas de partículas α , realizados por Hans Geiger y Ernest Marsden en 1909, Rutherford en 1911 propone la existencia del núcleo atómico. Este núcleo concentraría la carga positiva del átomo, y sería la contribución principal a la masa del mismo[7]. Para 1919, colisionando partículas alfa contra átomos de nitrógeno, Rutherford observó la obtención de átomos de oxígeno e hidrógeno como producto de la colisión, esto lo condujo a deducir que en el átomo de nitrógeno debía estar presente el núcleo de un átomo de hidrógeno, el cual se denominó Protón. Más aún, dedujo que los núcleos atómicos debían estar formados por protones [8]. Sin embargo, la idea de que el protón era el único constituyente del núcleo acarrea un gran problema. Debido al potencial eléctrico, los núcleos con más de dos protones deberían ser inestables. Esto aunado a la observación de radiación neutral de una fuente de berilio, llevó a James Chadwick a proponer la existencia de una partícula neutral con masa similar a la del protón, capaz de interactuar de forma atractiva con este. Los resultados obtenidos tras colisionar esta radiación neutral con átomos de hidrógeno, helio y nitrógeno, confirmaron la hipótesis de Chadwick, y así en 1932 se confirma la existencia de esta partícula, la cual llamó Neutrón. Si bien en esos años el estudio de la radiación α condujo a grandes descubrimientos, no fue el único tipo de radiación estudiada. Ciertos elementos, tenían la capacidad de emitir radiación con carga eléctrica sin cambiar su número de masa ni la carga total del sistema. Este tipo de radiación recibió el nombre de radiación β y tiene como principal característica el tener un espectro de energía y momento continuo, a diferencia de la radiación α que es mono-energética. La conservación de la carga eléctrica podía explicarse asumiendo que un protón en el núcleo podía dar lugar a un neutrón y un positrón (también llamado antielectrón), o bien, un neutrón del núcleo podía cambiar en un protón y un electrón. No obstante, este modelo no sería capaz de explicar el espectro continuo de la radiación β . Por este motivo, en 1930 en una carta dirigida al Instituto de Física del Instituto Federal de Tecnología

(ETH) de Zürich, Wolfgang Ernst Pauli, propone que la radiación β debería estar constituida tanto por partículas cargadas (electrones o positrones) como por partículas de carga neutra, con masa menor a la del electrón, y que difícilmente interactúe con la materia. A esta hipotética partícula la denominó Neutrino [9]. La existencia del neutrino fue empleada en 1934 por Enrico Fermi, en un modelo matemático que explicaba la desintegración β , dicho modelo era capaz de explicar el espectro continuo de la radiación [10]. La confirmación experimental de la existencia del neutrino llegaría décadas más tarde, en 1956, gracias a los experimentos realizados por Clyde Cowan y Frederick Reines.

Para 1940, el panorama sobre los constituyentes básicos de la materia recaía en el Protón, Neutrón, Electrón y el entonces hipotético Neutrino. Sin embargo, dicho panorama cambió gracias a los avances en experimentos de altas energías. Mejor resolución en los detectores empleados, aceleradores más eficientes y con mayor capacidad, mejora en las técnicas y equipo de análisis y almacenamiento de datos, permitieron ampliar el panorama en la física de altas energías, volvieron visibles fenómenos antes no observados que no podían ser explicados con las fuerzas hasta ese momento conocidas, y dieron lugar al descubrimiento de cientos de nuevas partículas que no podían ser explicadas usando a protones y neutrones como sus constituyentes. Algunas de estas partículas fueron, el Muón, descubierto en 1937, el Pión y el Kaón, descubiertos en 1947, La familia de Sigmas, descubiertas a mediados de 1950, entre muchas otras más. Se crearon entonces muchos modelos que intentaban clasificar y explicar las características de las partículas hasta entonces descubiertas, pero no fue hasta 1964 que G.Zweig y M. Gell-Mann proponen de manera independiente un modelo capaz de explicar de forma acertada a este zoológico de partículas. Se creó entonces el Modelo de Quarks, el cual proponía que muchas de estas partículas, incluidas el Neutrón y el Protón, no eran más que sistemas compuestos por partículas más fundamentales llamadas Quarks que no pueden ser encontradas en la naturaleza de forma aislada, sino en pares o tríos. A si mismo, durante el siglo XX se desarrollaron teorías matemáticas que intentaban conciliar a la mecánica cuántica con el concepto clásico de Campo, surgiendo así las Teorías Cuánticas de Campo (QFT por sus siglas en inglés). Algunas de estas son la Electrodinámica Cuántica, empleada para describir fenómenos electromagnéticos, y la Cromodinámica Cuántica, empleada para describir la interacción fuerte entre partículas. A inicios de 1954, Yang y Mills proponen que las interacciones entre partículas pueden ser descritas por Teorías de Campo de Gauge, basadas en el grupo $SU(n)$. Para mediados de los años 70, estos avances se condensaron en un modelo capaz de clasificar a las partículas y describir sus interacciones fundamentales, dicho modelo se conoce como “Modelo Estándar de la Física de Partículas”. Si bien este modelo se ajusta a una gran cantidad de resultados experimentales, resulta ser insuficiente para explicar ciertos fenómenos de interés en la actualidad, como lo son la Energía y la Materia Oscura.

2.2. Modelo Estándar de la Física de Partículas

El Modelo Estándar de la Física de Partículas es el modelo matemático que engloba a los constituyentes básicos de la materia (las partículas elementales), sus características como lo son su **masa, carga eléctrica, carga de color, carga de Sabor, spin, helicidad**, etc. Y describe la manera en que interactúan entre sí. Estas interacciones corresponden a las 4 fuerzas fundamentales que conocemos en la actualidad, **fuerza nuclear fuerte, gravitacional, fuerza nuclear débil y electromagnética**. Cabe mencionar que estas dos últimas fuerzas, aparentemente distintas, pueden ser descritas como aspectos diferentes a bajas energías de una sola fuerza, la **fuerza electro-débil**.

A diferencia del enfoque clásico en el que la materia interactúa de manera instantánea entre sí, en este modelo las interacciones entre partículas se dan gracias al intercambio de partículas mediadoras, las cuales son bosones. Hay 13 de estos bosones mediadores, la mayoría con spin 1, a excepción del gravitón. En el caso de la fuerza fuerte, hay 8 bosones, llamados gluones, que se encargan de mediarla. Esta fuerza es ejercida por partículas que tienen carga de color, y es la responsable de la estabilidad del núcleo atómico. Cabe mencionar que los gluones poseen carga de color, por lo que son capaces de interactuar entre ellos. En el caso de la fuerza electro-débil, se tienen 4 bosones mediadores. A energías por arriba de los 150 GeV, se tienen 4 bosones carentes de masa, 3 de ellos W^1 , W^2 , W^3 para acoplar el Isospin-débil y el B para la Hipercarga-débil. A energías más bajas, estos cuatro bosones interactúan con 4 de los bosones del campo de Higgs. Tras esto, se obtienen 3 bosones masivos mediadores de la interacción débil (causante de la radiación β) W^\pm resultantes de la combinación de W^1 y W^2 , y el Z^0 obtenido con la combinación del W^3 y el B , también de la combinación del W^3 y el B se obtiene el bosón mediador de la interacción electromagnética, el fotón γ . A este proceso de obtención de los bosones mediadores de la interacción débil y la electromagnética se le denomina mecanismo de Higgs. Cabe mencionar que el hecho de que el fotón carezca de masa indica que uno de los bosones del campo de Higgs (H^0) queda libre, por ende detectable. En el año 2012 el Press Realease del CERN dio a conocer que los experimentos ATLAS y CMS encontraron un bosón con las características de este bosón libre [11]. Y por último, como mediador de la fuerza gravitacional tenemos al Graviton con spin 2. En la tabla 1 se listan los bosones mediadores y algunas de sus características [12].

Bosón	Fuerza Asociada	Masa (GeV/c^2)	Spin (\hbar)	Carga de Color	Carga Eléctrica (e)
Fotón (γ)	Electromagnética	$m < 10^{-18}$	1	-	$Q < 10^{-35}$
Gluones (g)	Nuclear Fuerte	0	1	Octete de Color SU(3)	0
W^\pm	Nuclear Débil	80.377 ± 0.012	1	-	± 1
Z^0	Nuclear Débil	91.1876 ± 0.0021	1	-	0
G	Gravitacional	-	2	-	-
H^0	-	125.25 ± 0.17	0	-	0

Tabla 1: Bosones mediadores y sus característica.

Además de los bosones mediadores y el Higgs, el Modelo Estándar también comprende otro grupo de partículas elementales, estas resultan ser fermiones, partículas con spin semientero. Estos fermiones se dividen a su vez en dos grandes grupos, los **Leptones** y los **Quarks**. Los leptones son fermiones que se caracterizan por no interactuar por medio de la fuerza fuerte, es decir, carecen de carga de color. Por el contrario, los quarks sí cuentan con carga de color, y es por este motivo que solo se encuentran en sistemas ligados. Quarks y leptones poseen un tipo de carga llamada carga de sabor, la cual está asociada a la interacción débil. A su vez, podemos subdividir a quarks y leptones en 3 familias para cada tipo de fermión, cada familia más masiva que la anterior. En la tabla 2 se muestran a los fermiones que constituyen al Modelo Estándar, así como algunas de sus propiedades [13], [12].

Tipo	Familia	Sabor	Masa	Carga E.M.(e)	Color	Helicidad
Leptones	1	Electrón (e^-)	$(.5109 \pm 15x10^{-11})MeV/c^2$	-1	-	(L,R)
		e-neutrino (ν_e)	menor a $1.1eV/c^2$	0	-	(L,?)
	2	Muón (μ^-)	$(105.6 \pm 23x10^{-7})MeV/c^2$	-1	-	(L,R)
		μ -neutrino (ν_μ)	menor a $1.1eV/c^2$	0	-	(L,?)
	3	Tau (τ^-)	$(1776.86 \pm 0.12)MeV/c^2$	-1	-	(L,R)
		τ -neutrino (ν_τ)	menor a $1.1eV/c^2$	0	-	(L,?)
Quarks	1	Up (u)	$(2.16 + .49 - .26)MeV/c^2$	2/3	(r,g,b)	(L,R)
		Down (d)	$(4.67 + .48 - .17)MeV/c^2$	-1/3	(r,g,b)	(L,R)
	2	Charm (c)	$(1.27 \pm 0.2)GeV/c^2$	2/3	(r,g,b)	(L,R)
		Strange (s)	$(93.4 + 8.6 - 0.17)MeV/c^2$	-1/3	(r,g,b)	(L,R)
	3	Top (t)	$(172.69 \pm 0.30)GeV/c^2$	2/3	(r,g,b)	(L,R)
		Bottom (b)	$(4.18 + .03 - .02)GeV/c^2$	-1/3	(r,g,b)	(L,R)

Tabla 2: Partículas elementales del tipo fermión y sus características.

A nuestro compendio de fermiones se incorporan además sus correspondientes antipartículas, las cuales tienen como sus números cuánticos (por ejemplo el spin) el negativo de los números cuánticos de su partícula correspondiente, exceptuando la masa. Ejemplos de antipartículas son el positrón (e^+), que corresponde a la antipartícula del electrón, el antineutrino del electrón ($\bar{\nu}_e$), y el antiup (\bar{u}). De forma similar, algunos bosones mediadores tienen su antipartícula correspondiente, a modo de ejemplo, la antipartícula del W^+ resulta ser el W^- . Algunas partículas resultan ser su propia antipartícula, como es el caso del fotón y el Z^0 .

A modo de resumen y para ilustrar a las diferentes partículas que componen al Modelo Estándar, se muestra en la figura 1 a las partículas agrupadas por tipos en distintas figuras geométricas. Ahora que se cuenta con un mejor panorama sobre cuáles son las partículas que constituyen al Modelo Estándar y algunas de sus características, podemos entonces empezar a hablar de sistemas compuestos por estas partículas como lo son los hadrones.

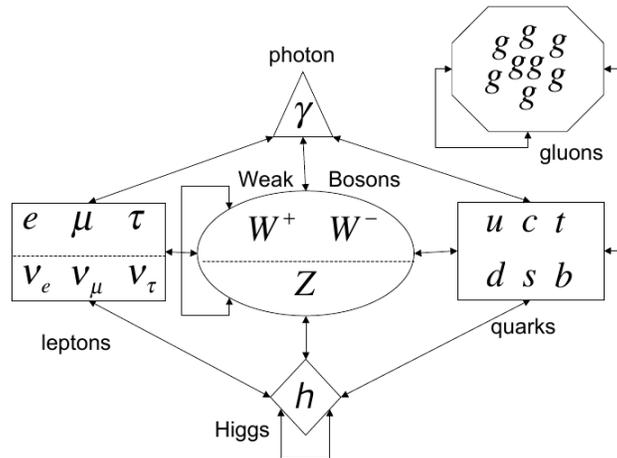


Figura 1: Partículas elementales y la manera en que interactúan entre sí.

La unión de figuras por medio de flechas indica que todas las partículas dentro de una figura interactúan con las partículas contenidas en la figura conectada correspondiente. Esto exceptuando al fotón, el cual solo interactúa con las partículas que están por arriba de la línea punteada [14].

2.3. Características y Clasificación de los Hadrones

Recordemos que los quarks tienen carga de color, por este motivo solo podemos encontrarlos en estados ligados de manera en que el color neto del sistema sea neutro (de color "blanco"). A estos estados ligados de quarks se les denomina Hadrones. Los números cuánticos de estos sistemas los determinan los Quarks de Valencia, mas estos no son los únicos que están presentes en la estructura de los hadrones, pues en estos también existen pares de quarks antiquarks virtuales, denominados Mar de Quarks. Las partículas virtuales son aquellas que no pueden ser detectadas de forma directa, lo cual podría traducirse como que el momento o energía que estos puedan llegar a transferir, $\Delta|\vec{p}|$ y ΔE respectivamente, es indetectable. De forma matemática esto se expresa haciendo uso del principio de incertidumbre de Heisenberg de la siguiente manera:

$$\Delta t \Delta E < \frac{\hbar}{2} \quad \Delta|\vec{p}| \Delta|\vec{r}| < \frac{\hbar}{2} \quad (1)$$

Más aún, el motivo por el cual solo los quarks de valencia contribuyen a los números cuánticos de los hadrones es que en promedio los números cuánticos efectivos del Mar de Quarks es cero. No obstante, aún siendo partículas virtuales, estos tienen cierta carga eléctrica y su contribución al momento del hadrón puede ser medida empleando procesos difractivos con leptones (Deep Inelastic Lepton Scattering). Los resultados de este tipo de experimentos muestran que solo la mitad del momento del hadrón corresponde a los quarks, el resto del momento proviene de los gluones. Estos se encargan de acoplar la fuerza fuerte entre los quarks, y tienen la propiedad de tener carga de color y anticolor de forma simultánea. Entonces los quarks en los hadrones cambian de manera constante su carga de color con los gluones, no obstante, el color neto del sistema siempre permanece en blanco. Además de los quarks de valencia y los del mar de quarks, existe el concepto de Quarks Constituyentes. Estos son un concepto que combina a los quarks de valencia, al mar de quarks y a los gluones del hadrón, mantienen los números cuánticos de los quarks de valencia, pero presentan masas aumentadas. Los quarks constituyentes resultan ser un concepto matemático útil para entender las propiedades de hadrones.

En la actualidad, los sistemas hadrónicos que se han encontrado resultan tener dos cantidades de quarks constituyentes. Están los **Mesones**, los cuales tienen dos quarks constituyentes, y luego están los **Bariones**, los cuales tienen 3 quarks constituyentes.

2.3.1. Mesones

Los mesones están constituidos por un par quark antiquark. Los hay pesados, como los son el Charmonium formado por el par charm-anticharm ($c\bar{c}$), el Bottonium formado por el par bottom-antibottom ($b\bar{b}$), y el Toponium formado por el par top-antitop ($t\bar{t}$). Así como ocurren en los átomos, estos sistemas ligados pueden presentar estados excitados, los cuales entre mayor energía tengan, mayor masa presentarán. Estos mesones pesados tienen la característica de ser sistemas inestables, los cuales pueden cambiar de estado o bien decaer formando otros sistemas. El cambio de estado se puede producir si el sistema emite un fotón con energía correspondiente a la diferencia de energía entre estados (tal y como pasa en los átomos). Otro mecanismo es el decaimiento debido a la aniquilación de partícula con antipartícula dando a lugar a un par de fotones o gluones reales o virtuales. Puede también decaer el sistema debido a la aparición de pares quark-antiquark del vacío, esto puede ocasionar la formación de mesones más ligeros debido a la interacción fuerte entre estos nuevos quarks y nuestro sistema original, en estas situaciones decimos que el sistema decae "fuertemente". Si bien este tipo de decaimiento es el más frecuente en este tipo de sistemas, solo puede ocurrir si la energía de amarre del sistema original es lo suficientemente grande para crear el par quark-antiquark. Por último, el decaimiento puede presentarse debido a la interacción débil, en estos casos decimos que el sistema decae "debilmente", en secciones posteriores se profundizará al respecto.

Los mesones constituidos por quarks mas ligeros, up, down y strange, presentan arreglos más diversos que sus análogos pesados. Estos mesones pueden estar constituidos por quarks con sabores diferentes o bien que están en familias diferentes. Para formar los diferentes estados ligados de estos quarks se toman en cuenta los números cuánticos de Isospín I , su tercera componente I_3 , y un tercer número cuántico relacionado con el sabor del quark strange, al cual llamaremos Strangeness. Los valores de estos números cuánticos son $0, \frac{1}{2}, \pm\frac{1}{2}$, y ± 1 , respectivamente. Las reglas para formar a los estados ligados de estos 3 quarks está dada por el grupo de simetría $SU(3)$, correspondiente a 8 tripletes. En la tabla 3, se muestran los números cuánticos correspondientes para los 3 quarks y antiquarks que constituyen a los mesones ligeros.

	I	I₃	S
<i>u</i>	1/2	+1/2	0
<i>d</i>	1/2	-1/2	0
<i>s</i>	0	0	-1
\bar{u}	1/2	+1/2	0
\bar{d}	1/2	-1/2	0
\bar{s}	0	0	+1

Tabla 3: Números cuánticos correspondientes al Isospin (I), Tercera componente del Isospin (I_3), y Strangeness (S), de los 3 quarks ligeros.

Al igual que pasaba con sus análogos pesados, estos estados ligados de quarks ligeros también cuentan con estados excitados, y pueden decaer. Sin embargo, al momento de decaer hay que considerar que la interacción fuerte conserva tanto al Isospin como la Strangeness; los decaimientos entonces solo pueden darse mediante la emisión de un par de fotones (debido a la aniquilación quark-antiquark), la transición de un estado excitado al estado base emitiendo un fotón, o bien decayendo débilmente. En la tabla 4 se muestran a los mesones ligeros, y algunas de sus propiedades [15].

Mesón	Quarks		Carga E.M (e)	Spin (\hbar)	Isospin (I, I_3)	Strangeness	Masa(MeV/c^2)
	Constituyentes						
K^-	$ s\bar{u}\rangle$		-1	0	(1/2, -1/2)	-1	493.677 ± 0.016
\bar{K}^0	$ s\bar{d}\rangle$		0	0	(1/2, +1/2)	-1	497.611 ± 0.01
π^-	$ \bar{u}d\rangle$		-1	0	(1, -1)	0	139.57039 ± 0.00018
π^0	$\frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u}\rangle - d\bar{d}\rangle)$		0	0	(1, 0)	0	134.9768 ± 0.000
η	$\frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u}\rangle + d\bar{d}\rangle)$		0	0	(0, 0)	0	547.862 ± 0.017
η'	$ s\bar{s}\rangle$		0	0	(0, 0)	0	957.78 ± 0.06
π^+	$ u\bar{d}\rangle$		+1	0	(1, +1)	0	139.57039 ± 0.00018
K^0	$ d\bar{s}\rangle$		0	0	(1/2, -1/2)	+1	497.611 ± 0.013
K^+	$ u\bar{s}\rangle$		+1	0	(1/2, +1/2)	+1	493.677 ± 0.016
K^{*-}	$ s\bar{u}\rangle$		-1	1	(1/2, -1/2)	-1	1718 ± 18
\bar{K}^{*0}	$ s\bar{d}\rangle$		0	1	(1/2, +1/2)	-1	1425 ± 50
ρ^-	$ \bar{u}d\rangle$		-1	1	(1, -1)	0	775.26 ± 0.23
ρ^0	$\frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u}\rangle - d\bar{d}\rangle)$		0	1	(1, 0)	0	775.26 ± 0.23
ω	$\frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u}\rangle + d\bar{d}\rangle)$		0	1	(0, 0)	0	782.66 ± 0.13
ϕ	$ s\bar{s}\rangle$		0	1	(0, 0)	0	1019.461 ± 0.016
ρ^+	$ u\bar{d}\rangle$		+1	1	(1, +1)	0	775.26 ± 0.23
K^{*0}	$ d\bar{s}\rangle$		0	1	(1/2, -1/2)	+1	1425 ± 50
K^{*+}	$ u\bar{s}\rangle$		+1	1	(1/2, +1/2)	+1	1718 ± 18

Tabla 4: Mesones Ligeros, sus quarks constituyentes, números cuánticos y sus masas.

2.3.2. Bariones

Los Bariones, como se mencionó anteriormente, son estados ligados de 3 quarks constituyentes. Si consideramos los bariones constituidos por los 3 quarks mas ligeros (u,d,s), en sus estados base, estos se encuentran solo en dos grupos, aquellos con spin $\frac{3}{2}$ cuyos quarks forman un decuplete, o bien bariones con spin $\frac{1}{2}$ con quarks que forman un octete. En la tabla 5 se muestran a estos bariones y algunas de sus propiedades [15]. El que encontremos a los estados ligados de los quarks que constituyen a los bariones ligeros en dos grupos es debido al principio de exclusión de Pauli, el cual indica que la función de onda de un sistema debe ser antisimétrica ante el intercambio de cualquier par de quarks. En nuestro caso, la función de onda de los bariones se compone de 4 factores correspondientes a las funciones de onda espacial, de color, de spin y de sabor. Puesto que el producto de las funciones espacial y de color es antisimétrico, el producto de las funciones asociadas al sabor y al spin debe ser completamente simétrico. Resulta ser que las funciones de onda spin-sabor que satisfacen esta condición, dan lugar a los decupletes y octetes, con spin $\frac{3}{2}$ y $\frac{1}{2}$ respectivamente [16]. A continuación, con propositos meramente ilustrativos se muestran los octetes correspondientes a dos de los bariones más estudiados, el del protón con spin-up y el del neutrón con igual spin.

$$|p^\uparrow\rangle = \frac{1}{\sqrt{18}}(2|u^\uparrow u^\uparrow d^\downarrow\rangle + 2|u^\uparrow d^\downarrow u^\uparrow\rangle + 2|d^\downarrow u^\uparrow u^\uparrow\rangle - |u^\uparrow u^\downarrow d^\uparrow\rangle - |u^\uparrow d^\uparrow u^\downarrow\rangle - |d^\uparrow u^\uparrow u^\downarrow\rangle - |u^\downarrow u^\uparrow d^\uparrow\rangle - |u^\downarrow d^\uparrow u^\uparrow\rangle - |d^\uparrow u^\downarrow u^\uparrow\rangle) \quad (2)$$

$$|n^\uparrow\rangle = \frac{1}{\sqrt{18}}(2|d^\uparrow d^\uparrow u^\downarrow\rangle + 2|d^\uparrow u^\downarrow d^\uparrow\rangle + 2|u^\downarrow d^\uparrow d^\uparrow\rangle - |d^\uparrow d^\downarrow u^\uparrow\rangle - |d^\uparrow u^\uparrow d^\downarrow\rangle - |u^\uparrow d^\uparrow d^\downarrow\rangle - |d^\downarrow d^\uparrow u^\uparrow\rangle - |d^\downarrow u^\uparrow d^\uparrow\rangle - |u^\uparrow d^\downarrow d^\uparrow\rangle) \quad (3)$$

Spin (\hbar)	Barión	Quarks			Masa (MeV/c^2)
		Constituyentes	Strangeness	Isospin (I, I_3)	
$\frac{1}{2}$	Protón(p)	$ ud\rangle$	0	(1/2, -1/2)	$938.27208816 \pm 29x10^{-8}$
	Neutrón(n)	$ ddu\rangle$	0	(1/2, +1/2)	$939.5654205 \pm 5x10^{-7}$
	Σ^-	$ dds\rangle$	-1	(1, -1)	1197.449 ± 0.03
	Λ^0	$ uds\rangle$	-1	(0, 0)	115.683 ± 0.006
	Σ^0	$ uds\rangle$	-1	(1, 0)	1192.642 ± 0.024
	Σ^+	$ uus\rangle$	-1	(1, +1)	189.37 ± 0.07
	Ξ^-	$ dss\rangle$	-2	(1/2, -1/2)	1321.71 ± 0.07
	Ξ^0	$ uss\rangle$	-2	(1/2, +1/2)	1314.86 ± 0.20
$\frac{3}{2}$	Δ^-	$ ddd\rangle$	0	(0, -3/2)	≈ 1710
	Δ^0	$ udd\rangle$	0	(0, -1/2)	≈ 1610
	Δ^+	$ uud\rangle$	0	(0, +1/2)	≈ 1900
	Δ^{++}	$ uuu\rangle$	0	(0, +3/2)	≈ 1920
	Σ^{*-}	$ dds\rangle$	-1	(1, -1)	1387.2 ± 0.5
	Σ^{*0}	$ uds\rangle$	-1	(1, 0)	1383.7 ± 1.0
	Σ^{*+}	$ uus\rangle$	-1	(1, +1)	1382.83 ± 0.34
	Ξ^{*-}	$ dss\rangle$	-2	(1/2, -1/2)	1535.0 ± 0.6
	Ξ^{*0}	$ uss\rangle$	-2	(1/2, +1/2)	1531.80 ± 0.32
	Ω^-	$ sss\rangle$	-3	(0, 0)	1672.45 ± 0.29

Tabla 5: Bariones Ligeros, sus quarks constituyentes, números cuánticos y sus masas.

Algo importante a mencionar es que existe una cantidad conservada para todo sistema, en todo tipo de decaimiento, llamada número bariónico, la cual determina la cantidad de bariones o antibariones que hay en un sistema. Haciendo uso de la cantidad de quarks, n_q , y la cantidad de antiquarks, $n_{\bar{q}}$, que hay en el sistema definimos el número bariónico con la ecuación 4:

$$B = \frac{1}{3}(n_q - n_{\bar{q}}) \quad (4)$$

De esta ecuación podemos entonces decir lo siguiente, de haber un barión en el sistema, el número bariónico será +1, si solo hay mesones en el sistema, entonces B=0, y si el sistema consta de solo un antibarión, entonces B=-1.

2.4. Interacción Débil

Como se mencionó con anterioridad, los quarks pueden ser caracterizados por sus masas, cargas electromagnéticas, además de otras cantidades (números cuánticos) como lo son la tercera componente de isospin, strangeness, y adicionalmente charmness, bottomness y topness. La strangeness es un número cuántico que originalmente se planteó para explicar el porqué mesones conocidos como kaones tenían tiempos de vida más grandes que los piones, los cuales fueron los primeros mesones en ser descubiertos. Los otros tres y últimos números cuánticos, fueron propuestos para poder explicar violaciones en la simetría $\mathbb{C}\mathbb{P}$, de paridad \mathbb{P} y carga \mathbb{C} (conjugación de carga), experimentalmente observada en decaimientos de partículas. Como tal, son estos 5 números cuánticos los que designan el sabor de un Quark. Por ejemplo, de hablar de un quark con tercera componente de isospin $+\frac{1}{2}$, y con strangeness, charmness, bottomness y topness igual a 0, implica hablar de un quark con sabor Up. O bien, hablar de un quark con isospin 0, y strangeness igual a -1 implica hablar de un quark con sabor Strange.

En el caso de los leptones, los sabores correspondientes son electrón, neutrino del electrón (e-neutrino), muón, neutrino del muón (μ -neutrino), tau, y neutrino del tau (τ -neutrino). De forma análoga al número bariónico, podemos definir al número leptónico, el cual indica la cantidad de leptones en un proceso dado. Tendremos entonces como número leptónico de un proceso dado la ecuación 5.

$$L = n_l - n_{\bar{l}} \quad (5)$$

Donde n_l corresponde a la cantidad de leptones, y $n_{\bar{l}}$ es la cantidad de antileptones que hay en un proceso. A su vez, a la cantidad leptones de una cierta familia se le denomina "electron-ness", para el caso del electrón y su neutrino; "muon-ness" para el muón y su neutrino; y "tau-ness" para el tau y su neutrino.

Dentro de las interacciones fundamentales, existe una capaz de cambiar el sabor de las partículas. Más aún, es capaz de hacer que partículas no cargadas eléctricamente, como lo son los neutrinos, interactúen con otras partículas, por ejemplo electrones. La manera en la que opera esta interacción es a través de la corriente neutral débil, y de las corrientes cargadas débiles.

2.4.1. Corriente Neutral Débil

La existencia de la corriente Neutral Débil fue propuesta en 1958 por S.A. Bludman. El cual postuló que dichas corriente es conformada por la emisión, por parte de algún fermión, de un bosón mediador eléctricamente neutral, el Z^0 . Durante la emisión del Z^0 , el sabor del fermión es conservado.

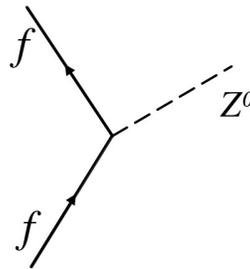


Figura 2: Diagrama de Feynman correspondiente al acople del bosón Z^0 al fermión f .

Todos los fermiones conocidos son capaces de emitir un Z^0 , e interactuar con otro fermión. Más aún, todos los fermiones cuentan con la misma carga débil g (análogo de la carga eléctrica), esto se conoce como universalidad de la interacción débil. Por ejemplo, podemos tener el proceso de dispersión de un neutrino del electrón con un muón, $\nu_e + \mu \rightarrow \nu'_e + \mu'$, en este caso la tilde denota cambios de momento tras la interacción. Se pueden dar procesos como la deflexión de un electrón a otro, $e_1^- + e_2^- \rightarrow e_1'^- + e_2'^-$, no obstante, este último proceso también puede darse por medio de la emisión de un fotón, como se muestra en la figura 3. El fotón también es neutral eléctricamente hablando, y conserva también el sabor, no obstante, a diferencia del Z^0 , carece de masa. Esta es una

de las causas por las cuales, la detección de corrientes neutrales débiles es una tarea difícil de realizar, puesto que puede ser confundida con la interacción electromagnética, la cual es mucho más frecuente a bajas energías gracias a la carencia en masa del fotón. Fue hasta 1973, que científicos en el CERN confirmaron la detección de corrientes débiles producidas por neutrinos, empleando una cámara de burbujas llena con 12 metros cúbicos de Freón líquido denominada Gargamelle [17].

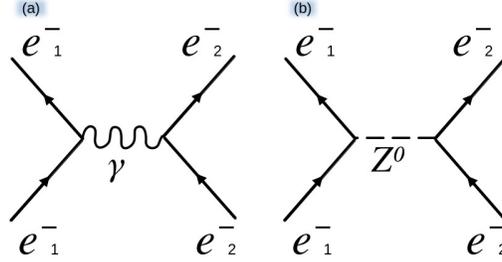


Figura 3: Diagramas de Feynman correspondientes a la deflexión de dos electrones por causa de la emisión de un fotón (a), y por causa de la emisión de un Z^0 (b).

2.4.2. Corrientes Cargadas Débiles

Las corrientes cargadas débiles al igual que la corriente neutral débil se produce tras el intercambio de bosones mediadores por parte de fermiones. No obstante, en este caso, se intercambian los bosones W^+ y W^- los cuales sí tienen carga electromagnética, $+e$ y $-e$ respectivamente, de ahí el nombre de corriente cargada. Además, el intercambio de W^\pm trae consigo el cambio del sabor de los fermiones participantes, y el intercambio no solo está restringido por la masa de los bosones, sino que también se debe considerar la quiralidad del fermión emisor.

Experimentos realizados con el decaimiento β de Co^{60} [18], y la oscilación de K^0 en \bar{K}^0 y viceversa [19], demostraron que la interacción débil viola la simetría de paridad \mathbb{P} la cual hace referencia a una inversión espacial, y la simetría de conjugación-paridad \mathbb{CP} . Esto indica, que las corrientes débiles deben tener una componente vectorial y una componente de vector axial, y por tanto la interacción débil debe actuar únicamente con la componente quiral izquierda o derecha de los fermiones que la experimentan. Experimentalmente, solo se han observado neutrinos con quiralidad izquierda, al ser estos producidos únicamente bajo la interacción débil se determinó que esta interacción se acopla a la componente quiral izquierda de los fermiones. Como tal, podemos clasificar los procesos con corrientes cargadas débiles en tres categorías, procesos leptónicos, semi-leptónicos, y no-leptónicos, en todos ellos el número leptónico es conservado.

En el caso de los procesos leptónicos, tendremos la participación única de leptones como se muestra en la figura 4. En este tipo de procesos, un leptón cambia de sabor a otro, manteniéndose el leptón resultante dentro de la familia del leptón original. Por ejemplo, un Tau puede convertirse en un neutrino del Tau mediante la emisión de un W^- , el cual posteriormente puede decaer en un electrón y un antineutrino del electrón, o bien, en un muón y un antineutrino del muón.

$$\begin{aligned}\tau^- &\longrightarrow \nu_\tau + e^- + \bar{\nu}_e \\ \tau^- &\longrightarrow \nu_\tau + \mu^- + \bar{\nu}_\mu\end{aligned}$$

Otro proceso leptónico que puede ocurrir es la interacción entre un neutrino, digamos del muón, con un electrón. Tras la emisión de un W^- , el electrón cambiaría de sabor a un neutrino del electrón, y el neutrino del muón pasaría a ser un muón.

Desde un punto de vista matemático, podríamos entonces ver a la componente quiral izquierda de los leptones de cada familia como dupletes de $SU(2)$, mientras que la componente quiralidad derecha, al no acoplarse a la interacción, pueden ser vistos como los singuletes del mismo grupo.

$$\mathfrak{E}_L = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L \quad \mathfrak{M}_L = \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L \quad \mathfrak{T}_L = \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L \quad (6)$$

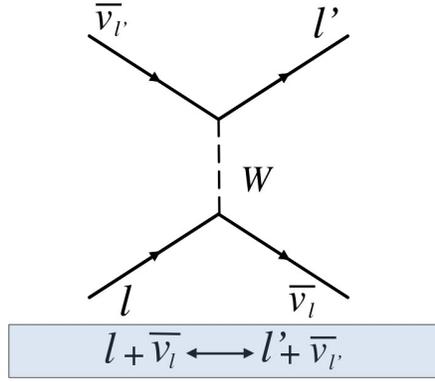


Figura 4: Diagrama de Feynman correspondiente a un proceso leptónico con corriente cargada débil.

En los procesos no-leptónicos como su nombre lo indica, no participa ningún leptón, solo quarks como se muestra en la figura 5. En estos procesos, el número bariónico es conservado, tras el cambio de sabor de los quarks. No obstante, a diferencia de los procesos leptónicos, los quarks no solo cambian su sabor sino que también cambian de familia. Por este motivo, los dupletes que se emplean en este tipo de procesos deben tomar en cuenta este cambio.

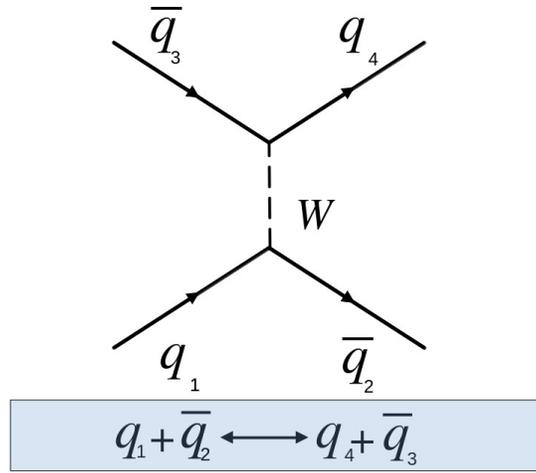


Figura 5: Diagrama de Feynman correspondiente a un proceso no leptónico con corriente cargada débil.

Un primer intento fue realizado por Nicola Cabbibo [20], en 1963, propuso que el acople de los quarks down y strange al quark up se llevaba a cabo por un quark d' , cuyo sabor es la combinación lineal de sabores down y strange. Esta combinación lineal esta dada por la ecuación 7. Donde θ_c corresponde al ángulo de Cabbibo y es un parámetro que debe medirse, y que tiene por valor 13.04° .

$$d' = \cos\theta_c d + \sin\theta_c s \quad (7)$$

Posterior a la propuesta de Cabbibo, en 1970, S. L. Glashow, J. Iliopoulos y L. Maiani, proponen la existencia de un nuevo sabor de quark, el charm [21], el cual tiene la misma carga electromagnética que el up, pero este se acoplaría a un quark s' , ortogonal al d' , el cual está dado por la ecuación 8.

$$s' = -\sin\theta_c d + \cos\theta_c s \quad (8)$$

Con las ecuaciones 7 y 8, es posible crear una ecuación matricial, la matriz en dicha ecuación de le conoce como la matriz de Cabbibo, expresada en la ecuación 9.

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \end{pmatrix}_L = \begin{pmatrix} \cos\theta_c & \sin\theta_c \\ -\sin\theta_c & \cos\theta_c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix}_L \quad (9)$$

Para 1972, y con el propósito de dar una explicación a la violación de \mathbb{CP} en el decaimiento de Kaones, M. Kobayashi y T. Maskawa propusieron una generalización de la matriz de Cabbibo, la matriz CKM (Cabbibo-Kobayashi-Maskawa), ver ecuación 10, [22]. Está matriz de 3x3, cuenta con 4 parámetros, 3 de ellos son ángulos que determinan el mezclado entre quarks de distintas familias ($\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}$), y el cuarto parámetro denotado por δ el cual es una fase propuesta para la violación de \mathbb{CP} .

$$\mathfrak{V} = \begin{pmatrix} \cos\theta_{12}\cos\theta_{13} & \sin\theta_{12}\cos\theta_{13} & \sin\theta_{13}e^{-i\delta} \\ -\sin\theta_{12}\cos\theta_{23} - \cos\theta_{12}\sin\theta_{23}\sin\theta_{13}e^{i\delta} & \cos\theta_{12}\cos\theta_{23} - \sin\theta_{12}\sin\theta_{23}\sin\theta_{13}e^{i\delta} & \sin\theta_{23}\cos\theta_{13} \\ \sin\theta_{12}\sin\theta_{23} - \cos\theta_{12}\cos\theta_{23}\sin\theta_{13}e^{i\delta} & -\cos\theta_{12}\sin\theta_{23} - \sin\theta_{12}\cos\theta_{23}\sin\theta_{13}e^{i\delta} & \cos\theta_{23}\cos\theta_{13} \end{pmatrix} \quad (10)$$

Como tal, los 4 parámetros de la matriz, y por ende, las entradas de esta deben ser determinados mediante mediciones experimentales, hasta el momento no hay teoría o modelo que los determine de forma teórica. La medición precisa de estos parámetros es de gran importancia para entender la física del sabor, y el Modelo Estandar. La magnitudes de las entradas de la matriz han sido medidas por diferentes experimentos y recopiladas en [23].

Considerando lo anterior, es posible entonces expresar el mezclado de sabores de los quarks con la ecuación 11. Y con esto, es posible obtener los dupletes correspondientes a los quarks para la interacción débil, expresados en la ecuación 12.

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix}_L = \mathfrak{V} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}_L = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}_L \quad (11)$$

$$\mathfrak{D}_L = \begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L \quad \mathfrak{S}_L = \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L \quad \mathfrak{B}_L = \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L \quad (12)$$

Como último caso, tenemos los procesos semi-leptónicos, estos son procesos donde se ven involucrados tanto quarks como leptones, así como se ilustra en la figura 6. Este tipo de procesos corresponden a los decaimientos β , como es el caso del decaimiento β^- del neutrón.

$$n \longrightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$$

O bien, desde el punto de vista de los quarks, tenemos el cambio de un quark down en un quark up, mediante la emisión de un W^- , la cual posteriormente decae en un electrón y su correspondiente anti-neutrino del electrón, en la figura 7, se aprecia el correspondiente diagrama de Feynman.

Otro tipo de reacciones que se pueden dar son “electron capture”, en las cuales un electrón y un protón dan lugar a un neutrón y un neutrino del electrón. También se conoce a este tipo de reacción como “K capture” puesto que los electrones participantes corresponden a los de la capa K, al ser los más cercanos al núcleo. Como ejemplo se tiene el decaimiento de potasio a argón.

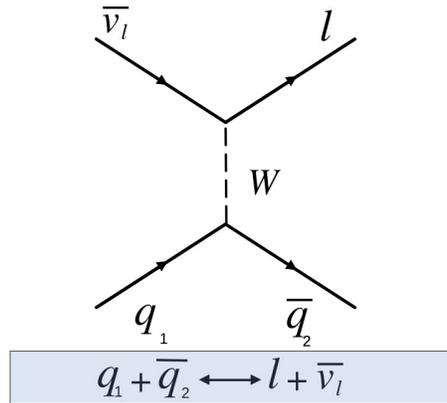
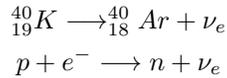


Figura 6: Diagrama de Feynman correspondiente a un proceso semi-leptónico con corriente cargada débil.

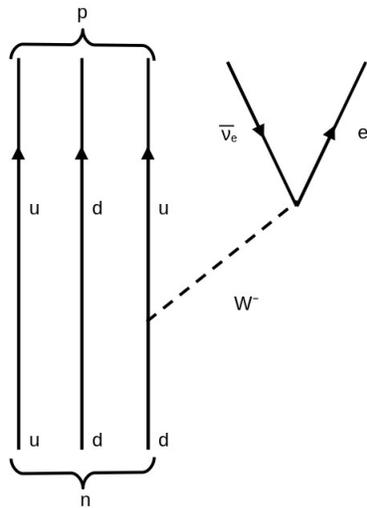
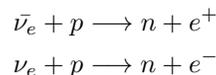


Figura 7: Diagrama de Feynman correspondiente al decaimiento β^- del neutrón.

El neutrón cuando no forma parte de sistemas compuestos, como los son núcleos atómicos resulta ser una partícula inestable cuyo tiempo de vida corresponde a $(878.3 \pm 1.6_{stat} \pm 1.0_{sys})$ s según [24]. Como se observa, hay quarks que no forman parte del decaimiento del neutrón, a estos se les denomina quarks observadores.

Otro proceso semi-leptónico importante corresponde al decaimiento β inverso en el cual se pueden dar cualquiera de las siguientes dos reacciones:



Fue precisamente con este último proceso que en 1956 que se confirma la detección directa de neutrinos libres. El experimento fue realizado en la planta Savannah Rivers, de la Comisión de Energía Atómica de los Estados Unidos de América [25].

2.5. Tiempo de Vida de una Partícula y la Taza de Reacción

Asúmase una población N_0 de partículas, todas ellas en reposo y susceptibles a decaer por algún tipo de interacción. El momento en el que alguna de las partículas decae resulta ser un evento aleatorio, y por tanto, determinar el instante en tiempo preciso en que cada partícula decaerá es imposible. Sin embargo, se puede estudiar a la población como conjunto, y es medible la cantidad de partículas que decaen en un cierto intervalo de tiempo, a esta cantidad se le denomina **actividad**. En el sistema internacional de unidades, la actividad se mide en Becquerelios (Becquerel, Bq), y corresponde a un decaimiento por segundo. El nombre de las unidades esta dado en honor a Henri Becquerel quien en 1896 observó y estudió por primera vez la desintegración de sales de uranio, recibiendo en 1903 junto a Marie Curie el premio Nobel de física por sus investigaciones en la radiactividad natural de los elementos. La actividad, A , de una población es proporcional a la cantidad de partículas que hay, $N(t)$, en un cierto instante de tiempo, y además corresponde a la cantidad de partículas que perdió la población. Matemáticamente lo anterior puede expresarse como una ecuación diferencial, la ecuación 13. Y tiene por solución a la ecuación 14.

$$A = -\frac{dN(t)}{dt} = \lambda N(t) \quad (13)$$

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} \quad (14)$$

El parámetro λ se denomina constante de decaimiento. Si bien no es posible definir de manera particular el tiempo que le tomará a las partículas decaer, sí es posible definir un tiempo promedio de decaimiento, el cual se denomina tiempo de vida, y se denota con el símbolo τ . Puesto que cada partícula tiene la misma probabilidad de decaer, se tiene que τ está dado por la ecuación 15.

$$\tau = \langle t \rangle = \int_0^{N_0} \frac{t}{N_0} dN \quad (15)$$

Sin embargo, de la ecuación 14 se conoce N , y por tanto su diferencial, obteniendo así que el tiempo de vida medio esta dado por la siguiente ecuación.

$$\tau = \int_0^{\infty} \lambda t e^{-\lambda t} dt = \frac{1}{\lambda} \quad (16)$$

Haciendo uso de las ecuaciones 16 y 14, se llega a que la distribución correspondiente a la cantidad de partículas como función del tiempo, así como la actividad están dadas por:

$$N(t) = N_0 e^{-t/\tau} \quad (17)$$

$$A(t) = \frac{N_0}{\tau} e^{-t/\tau} = A_0 e^{-t/\tau} \quad (18)$$

Si bien la ecuación 16 es una expresión valida para cualquier población de partículas inestables, y es aparentemente simple, la física del proceso se oculta en el parámetro τ . El tiempo de vida medio de una partícula, llámese leptón, hadrón, núcleo atómico, etc, depende de la interacción que produzca el cambio de estado. Esto puede entenderse mediante la tasa de reacción W , la cual para procesos espectroscópicos se relaciona con el tiempo de vida mediante la ecuación 19.

$$\tau = \frac{1}{W} \quad (19)$$

La tasa de reacción según la Segunda Regla de Oro de Fermi está dada por la ecuación 20. En la cual $M_{fi} = \langle \Psi_f | H_{int} | \Psi_i \rangle$ corresponde a la amplitud de probabilidad de transición de un estado inicial a uno final, mediada por el hamiltoniano de una cierta interacción. $\rho(E')$ corresponde a la densidad de estados finales posibles tras el decaimiento.

$$W = \frac{2\pi}{\hbar} |M_{fi}|^2 \rho(E') \quad (20)$$

Se puede dar el caso de que una partícula pueda tener distintos productos de decaimiento, por ejemplo, el τ que puede decaer en electrón y en un par de neutrinos, o bien en muón y un par de neutrinos. A estas distintas formas de decaer se les denomina **modos de decaimiento**. A cada modo de decaimiento se le puede asociar una W_m , y la W para nuestra partícula inicial estará dada por la ecuación 21. Con lo anterior, es posible inferir que el tiempo de vida estará determinado por el tipo de interacción que provoque el decaimiento, y la cantidad de posibles modos de decaimiento que tenga.

$$W = \sum_m W_m \quad (21)$$

Además de poder determinar el tiempo de vida de la partícula, también es posible determinar, mediante la ecuación 22 la probabilidad de que el decaimiento de esta se de en un modo específico. Esta probabilidad recibe el nombre de **Branching Ratio**, y se denota con $Br(X \rightarrow A_{m1} + A_{m2} + \dots + A_{mn})$, donde X es la partícula madre, y A_{m1}, \dots, A_{mn} son los productos de decaimiento para un cierto modo m .

$$Br(X \rightarrow A_{m1} + A_{m2} + \dots + A_{mn}) = \frac{W_m}{W} \quad (22)$$

Hasta el momento, solo se ha planteado una población de partículas que decaen estando en reposo. Si en cambio, se tiene una población de partículas en movimiento, con una velocidad constante \vec{v} , digamos en dirección del eje z , entonces el tiempo de vida aparente en el marco de referencia del laboratorio, τ_{lab} , será diferente al tiempo de vida en el marco de referencia de las partículas. La transformación correspondiente del marco de referencia de la partícula al del laboratorio está dado por la ecuación 23, donde γ corresponde al factor de Lorentz, c es la velocidad de la luz en el vacío y z' corresponde a la posición de la partícula en su marco de referencia.

$$\tau_{lab} = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{|\vec{v}|}{c}\right)^2}} \left(\tau + \frac{|\vec{v}|}{c^2} z' \right) = \gamma \left(\tau + \frac{|\vec{v}|}{c^2} z' \right) \quad (23)$$

No obstante, en el marco de referencia cuyo origen está en el centro de masa de la partícula, $z' = 0$. Por este motivo, el tiempo de vida en el laboratorio estará dado por la ecuación 24.

$$\tau_{lab} = \gamma \tau \quad (24)$$

Si bien sería suficiente emplear la ecuación 24, y sustituirla en las ecuaciones 18 y 17, para obtener tanto la actividad del sistema como el número de partículas remanentes, en ciertos montajes experimentales es más conveniente medir la posición en la que las partículas decaen. Partiendo de que las partículas tienen una velocidad constante, $t = z/|\vec{v}|$, y de las ecuaciones 24 y 17, se tiene la siguiente ecuación para el número de partículas.

$$N_{(z)} = N_0 \exp\left(\frac{-z}{|\vec{v}|\gamma\tau}\right) \quad (25)$$

Por otro lado, muchas veces es preferible trabajar con el momento de las partículas, en lugar de su velocidad. De la relatividad especial [26], se tiene que el momento de una partícula con masa está dado por la siguiente ecuación.

$$\vec{p} = \gamma \vec{v} m \quad (26)$$

Por lo tanto, despejando $\gamma \vec{v}$, de la ecuación anterior, y sustituyendo en la ecuación 25, se obtiene una expresión para el número de partículas remanentes en una cierta posición, cuando estas tienen un cierto momento. Además, derivando esta expresión respecto al tiempo, se obtiene la actividad también como función de la posición y momento de las partículas.

$$N_{(z)} = N_0 \exp\left(\frac{-zm}{\tau|\vec{p}|}\right) \quad (27)$$

$$A_{(z)} = A_0 \exp\left(\frac{-zm}{\tau|\vec{p}|}\right) \quad (28)$$

2.6. El Kaón

Cercano al año 1943 Leprince-Ringuet y sus colaboradores emplearon cámaras de niebla en los Alpes franceses para estudiar rayos cósmicos. En el proceso, encontraron evidencia de partículas con masas entorno a 870 y 1110 veces la masa del electrón. Esta partícula fue propuesta inicialmente como un mesón con una masa mayor a la de un pión. No obstante, esta idea no fue universalmente aceptada, esto debido a que los errores en la medición de masa daban pie a la posibilidad de que la masa correspondiese a la del protón. No fue hasta 1947, con los trabajos de George Rochester y Clifford Butler, que se logró identificar a estas partículas pesadas, los kaones positivos [27]. Como tal, los kaones son un conjunto de 4 mesones diferentes (en su estado base), todos ellos caracterizados por tener strangeness y por tanto, por solo poder decaer débilmente, puesto que el resto de interacciones conservan este número cuántico. En la tabla 3 se muestran los cuatro tipos de kaones y algunas de sus características. Además, en los experimentos de producción los kaones neutrales se arreglan en un par de superposiciones de estados que son eigen-estados de la interacción débil. Estos estados son K_S^0 y K_L^0 , y se muestra en la ecuación 29, el estudio de estos estados es de importancia para realizar mediciones en la violación de la simetría \mathbb{CP} .

$$\begin{aligned}
 |K_1^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle) \\
 |K_2^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle) \\
 |K_L^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{1+|\epsilon|^2}}(\epsilon|K_1^0\rangle + |K_2^0\rangle) \\
 |K_S^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{1+|\epsilon|^2}}(|K_1^0\rangle + \epsilon|K_2^0\rangle)
 \end{aligned} \tag{29}$$

Sus nombres provienen del tiempo de vida de cada uno, viviendo el K_S^0 menos que el K_L^0 , como puede apreciarse en la tabla 2.6. Estas diferencias en el tiempo de vida son el resultado de que los primeros decaen principalmente en un par de piones mientras que los segundos decaen principalmente en 3 piones. El espacio fase del decaimiento en un par de piones es mayor que el de tres piones, esto según la ecuación 20 conlleva una diferencia en sus respectivas tasas de reacción y por tanto en sus tiempos de vida. El parámetro ϵ , con magnitud de $2.220 \pm 0.011 \times 10^{-3}$ según [15], corresponde a un número complejo que mezcla a los estados $|K_1^0\rangle$ y $|K_2^0\rangle$, los cuales solo decaen en un par de piones o en una terna de piones respectivamente.

Tipo de Kaón	Tiempo de Vida (<i>ns</i>)	Modo de Decaimiento	Branching Ratio
K^+	12.347 ± 0.0030	$\mu^+ \nu_\mu$	$(63.56 \pm 0.11) \%$
		$\pi^+ \pi^0$	$(20.67 \pm 0.08) \%$
		$\pi^+ \pi^- \pi^+$	$(5.583 \pm 0.024) \%$
		$\pi^0 e^+ \nu_e$	$(5.07 \pm 0.04) \%$
		$\pi^0 \mu^+ \nu_\mu$	$(3.352 \pm 0.033) \%$
		$\pi^+ \pi^0 \pi^0$	$(1.760 \pm 0.023) \%$
K_S^0	$(.08954 \pm 0.00004)$	$\pi^+ \pi^-$	$(69.20 \pm 0.05) \%$
		$\pi^0 \pi^0$	$(30.69 \pm 0.05) \%$
		$\pi^+ \pi^- \gamma$	$(.179 \pm .0004) \%$
K_L^0	$(.5116 \pm 0.0021)$	$\pi^\pm e^\mp \nu_e$	$(40.55 \pm 0.11) \%$
		$\pi^\pm \mu^\mp \nu_e$	$(27.04 \pm 0.07) \%$
		$\pi^0 \pi^0 \pi^0$	$(19.52 \pm 0.12) \%$
		$\pi^+ \pi^- \pi^0$	$(12.54 \pm 0.05) \%$

Tabla 6: Tiempo de vida y principales modos de decaimiento de los kaones.

Para el caso del K^- , su tiempo de vida es igual al del K^+ , y sus modos de decaimiento corresponden a los conjugados de carga de los productos de decaimiento mostrados para el K^+ . El tiempo de vida para el K^+ se obtuvo de [3], los tiempos de vida del K_S^0 y K_L^0 , así como todos los modos de decaimiento presentados se obtuvieron de [15], más modos de decaimiento pueden ser encontrados consultando la anterior referencia.

3. Descripción del Experimento NA62

El experimento NA62 situado en el área norte del SPS (Super Proton Synchrotron), de las instalaciones del CERN, es un experimento capaz de realizar mediciones de decaimientos en tiempo de vuelo de Kaones. Este fue diseñado con el principal objetivo de medir el Branching Ratio del decaimiento $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$, esto tomando en cuenta el 10 % de precisión de la teoría, la cual establece un valor de $(0.84 \pm 0.10) \times 10^{-10}$. Para lograr lo anterior, es necesario coleccionar del orden de 100 eventos, lo que conlleva asumiendo una aceptación del 10 % en el detector, una exposición a 10^{13} decaimientos, donde se rechazaría del orden de 10^{12} decaimientos distintos al buscado. Las resoluciones angular y en momento deben ser del orden del 1 % y 0.060 mrad respectivamente.

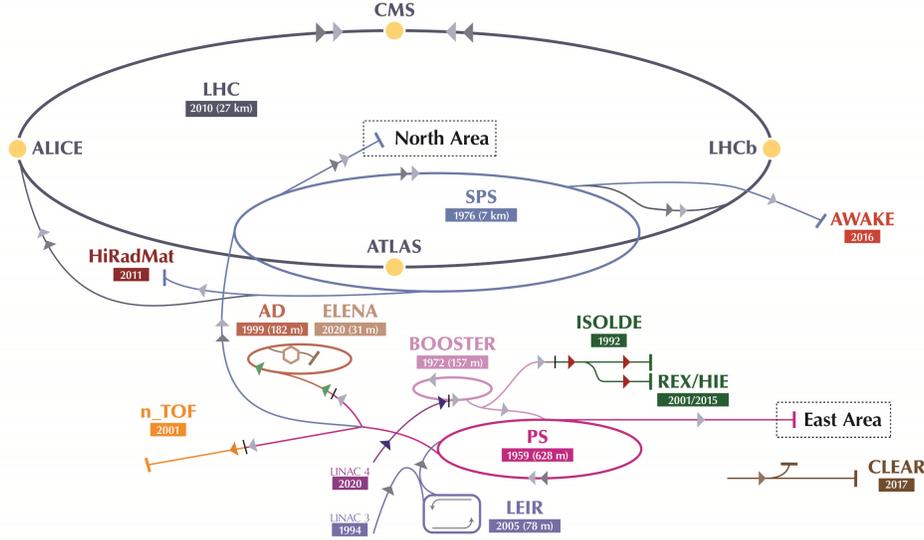


Figura 8: Distribución de experimentos y aceleradores en el CERN.

El Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire (CERN), conocido en español como el Consejo Europeo de Investigación Nuclear se estableció en 1954 en Meyrin, frontera entre Francia y Suiza. En este enorme laboratorio de se hace investigación puntera en física de altas energías, en el se han logrado hitos como el descubrimiento de la Z^0 en 1983 por UA1 u UA2 o el descubrimiento del bosón de Higgs en 2012, entre una larga lista de descubrimientos [28].

3.1. Haz del Experimento

El experimento maneja dos haces, el primario consiste de protones con un momento de $400 \text{ GeV}/c$ proveniente del acelerador SPS. Este haz colisiona con un blanco fijo de berilio denominado T10 (origen del sistema de referencia) con dimensiones de (400 mm de largo y 2mm de diámetro) localizado en el túnel que conecta al SPS con la sala subterránea del experimento. El eje Z del sistema corresponde a la línea recta que une a T10 con el centro del calorímetro LKr, el eje Y corresponde al eje vertical y el X al horizontal. Es en la colisión de los protones con los núcleos de los átomos del blanco que se producen otras partículas, como piones y kaones. De estos, se deriva el haz secundario (K12) el cual tiene un momento central de $+75 \text{ GeV}/c$, escogido en signo y magnitud para maximizar la cantidad de kaones producidos respecto a otras partículas (70 % piones, 23 % protones y 6 % kaones).

Posterior a T10, se encuentra un colimador de cobre de 950mm de largo, con aperturas de diferentes diámetros, de las cuales generalmente se emplea la de 15mm de diámetro. Con esto se forma un haz de alta intensidad, que primeramente atraviesa una terna de cuadrupolos magnéticos de alta intensidad (Q1, Q2, Q3) los cuales coleccionan una larga aceptación en el ángulo sólido ($\pm 2.7 \text{ mrad}$ horizontales y $\pm 1.5 \text{ mrad}$ verticales) con un momento central de $75 \text{ GeV}/c$. Posteriormente se encuentra un acromador (A1) que selecciona con un rms de 1 % el haz de $75 \text{ GeV}/c$. Este consistente en cuatro dipolos magnéticos que deflectan verticalmente a las partículas. El primer par consiguen un desplazamiento paralelo hacia abajo del haz de 110mm, mientras que el par restante regresa al haz a su eje original. En medio de ambos pares de dipolos magnéticos se cuentan con un conjunto agujeros graduados montados en unidades móviles de drenaje de haz, TAX1 y TAX2, con estos se consigue la selección de partículas con el momento deseado (las cuales pasan a través de los huecos) mientras que el resto es absorbido. Entre ambos TAX, se encuentra un radiador consistente de placas de 5mm de tungsteno que tienen como propósito reducir la energía

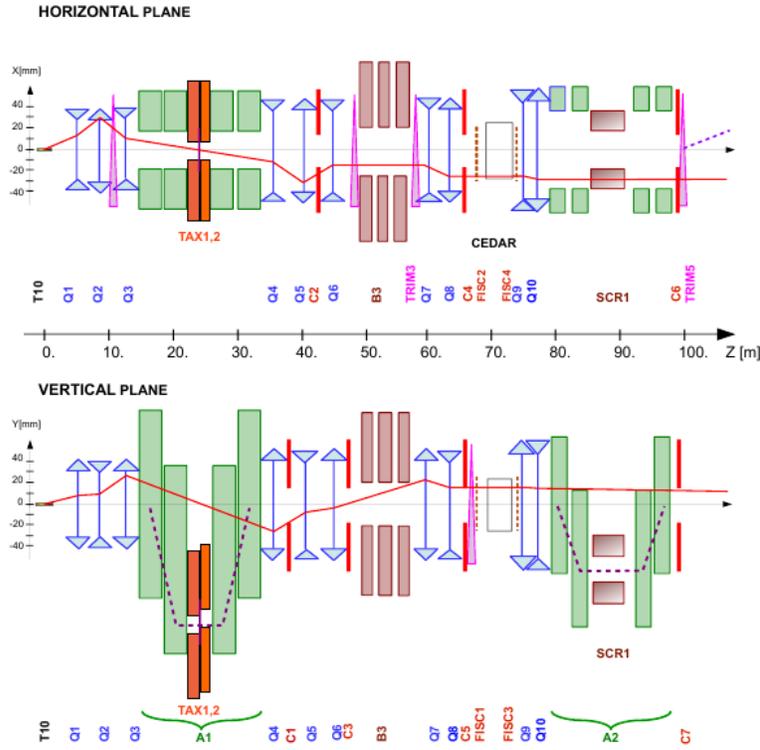


Figura 9: Esquema de la disposición y óptica del haz de alta intensidad de K^+ [29].

de posibles positrones por Bremstrahlung para posteriormente descartarlos, a su vez minimizando la pérdida de hadrones. Posteriormente se encuentra otra terna de cuadrupolos (Q4,Q5,Q6) los cuales enfocan al haz en el plano vertical y limitan su ancho en el plano horizontal. La región de arrastre entre estos cuadrupolos está ocupada por los colimadores (C1,C2), que redefinen la aceptación vertical y horizontal del haz transmitido. Subsecuentemente se encuentra el colimador C3 que reajusta al haz en el plano vertical, y además absorbe los positrones que perdieron momento entre los TAX. Posteriormente el haz atraviesa un orificio de 40mm de diámetro en unas placas de hierro insertadas entre los polos de tres dipolos magnéticos de 2 metros de largo (B3), los cuales ayudan a reducir la cantidad de muones en el haz. La desviación del haz producida por B3 es cancelada por otros dos dipolos (TRIM2, TRIM3). Luego se encuentra el CEDAR, un contador diferencial Cherenkov el cual esta equipado con un arreglo de 8 fotodetectores (KTAG) que tienen como propósito la identificación de Kaones. Al CEDAR le preceden un par de cuadrupolos (Q7,Q8) y un par de colimadores de limpieza (C4,C5) que absorben las partículas de la cola del haz. También están los (FISC1,FISC3,FISC2,FISC4), contadores de filamento de centello que son empleados para medir, y posteriormente ajustar la divergencia del haz a cero. Después se encuentran los cuadrupolos (Q9,Q10) que preparan al haz para entrar a la etapa de medición y seguimiento del momento del haz GTK. Esta etapa consiste de 3 estaciones (GTK1,GTK2,GTK3), las cuales constante de detectores de pixeles de silicio y están instaladas en la trayectoria del haz. Entre el GTK1 y GTK3 se encuentra el acromador (A2) compuesto de, un colimador magnetizado de hierro (SCR1), y cuatro dipolos magnéticos en forma de C, que se encargan de deflectar verticalmente al haz. Posterior al GTK3 se encuentran los colimadores (C6,C7) encargados de interceptar background fuera de la aceptación del haz. Por último se encuentra el TRIM5, el cual se encarga de deflectar horizontalmente el haz en el eje x en un ángulo de $1.2mrad$, esta desviación en el eje x luego es reajustada por el espectrómetro magnético MNP33 en $-3.6mrad$, esto para dirigir al haz a través de la apertura central del LKr.

3.2. Detectores

Para poder identificar a las partículas, así como sus posibles trayectorias, es necesario hacer uso de diferentes detectores como calorímetros, espectrómetros, detectores Cherenkov, entre otros. En el caso de NA62, sus detectores fueron escogidos y posicionados con la finalidad de medir el decaimiento $K \rightarrow \pi^+ \nu \nu$ con la mayor precisión posible, mas no se limita solo a realizar mediciones para este decaimiento. La disposición de los detectores se muestra en la figura 10, y es la intención del presente capitulo dar una descripción de los detectores empleados en el experimento.

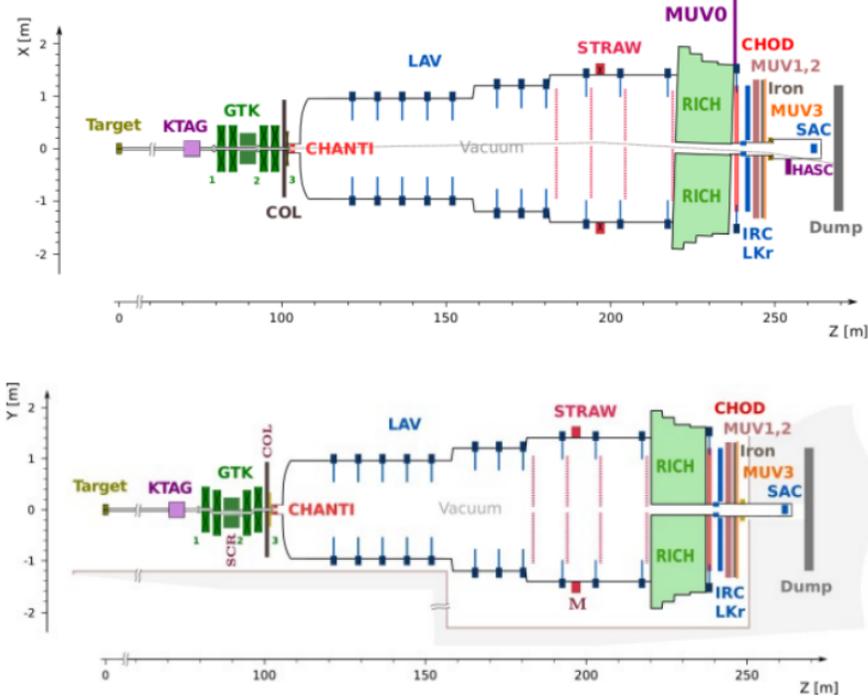


Figura 10: Esquema de la disposición de los detectores en el experimento.

La figura en la parte horizontal muestra el plano XZ del experimento, mientras que la figura inferior muestra el plano YZ de este. Es importante notar que para ambas figuras, la escalas de los ejes X, Y son de unos cuantos metros, mientras que la escala del eje Z esta en cientos de metros [29].

3.2.1. Kaon Tagger (KTAG)

El KTAG tiene como función identificar los kaones producidos, y lo logra con una resolución en tiempo de $70ps$, y con una eficiencia superior al 98% cuando hay una coincidencia en luz en por lo menos 5 sectores. Para ello, hace uso de la emisión de luz Cherenkov producida dentro del CEDAR. El CEDAR es un contador diferencial Cherenkov con anillos de enfoque acromáticos. Este está lleno de $0.94m^3$ de Nitrógeno a $1.75bar$ a temperatura ambiente. La presión del gas fue escogida para que solo luz proveniente de la partícula deseada pase a través de un diafragma anular de radio central fijo. La luz es posteriormente enfocada para que salga del contenedor a través de 8 ventanas de cuarzo y posteriormente es enfocada a 8 espejos esféricos. La luz es reflejada hacia 8 cajas (denominadas sectores) llenas de nitrógeno, que constan en su entrada de una guía de luz formada con una matriz de 64 sectores cónicos, los cuales están alineados con 48 foto-multiplicadores (los 16 conos en la periferia no están instrumentados). En la figura 11 pueden apreciarse las partes que componen al KTAG.

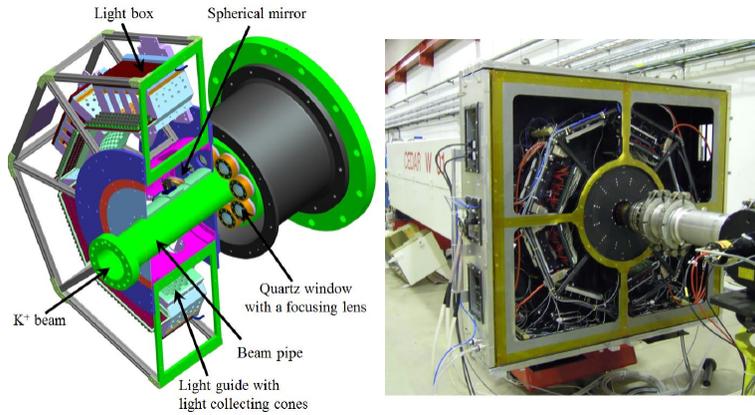


Figura 11: Esquema de composición de las partes del KTAG y fotografía real de este.

A la izquierda se muestra un dibujo del KTAG y CEDAR ubicadas en la parte superior del caudal del haz. A la derecha se tiene una foto del KTAG y CEDAR tomada en 2012 en la cual se pueden apreciar 4 de los 8 sectores montados [29].

3.2.2. Beam Spectrometer (GTK)

El GTK es un conjunto de tres detectores de silicio que se encargan de medir el tiempo, dirección y momento de las partículas del haz. El espectrómetro se encuentra adentro del tubo de vacío por donde vuelan las partículas del haz, y logra hacer mediciones en momento de las partículas midiendo el desplazamiento vertical de estas tras pasar por cuatro dipolos magnéticos, véase figura 12. Este detector es capaz de medir el momento de las partículas del haz con una precisión del 0.2%, y también es capaz de medir su dirección dX/dZ y dY/dZ a la salida del acromador con una precisión de $16\mu\text{rad}$. Su resolución en tiempo resulta ser de 150ps .

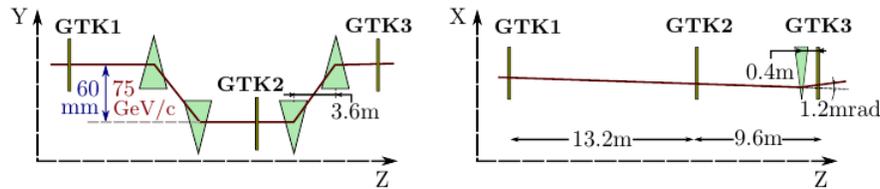


Figura 12: Esquema con la disposición de las estaciones del GTK.

De lado izquierdo se muestra la vista en el plano YZ del GTK, los dipolos magnéticos son representados con triángulos verdes. De lado derecho se encuentra la vista en el plano XZ del GTK [29].

Las tres estaciones están formadas por placas de silicio de $500\mu\text{m}$ de grosor, que forman un arreglo matricial de 18000 píxeles (200×90) en un área de $62.8 \times 27\text{mm}^2$. Las lecturas de la matriz las realizan 5 integrados de aplicación específica (ASIC por sus siglas en inglés). En la figura 13 puede observarse a una de las estaciones.



Figura 13: Fotografía de una estación del GTK.

A la izquierda se puede apreciar la matriz de silicio (rectángulo blanco), por donde impacta el haz. A la derecha se muestra tanto la electrónica que toma las mediciones, así como el sistema de enfriado [29].

3.2.3. Charged Anti-coincidence Detector (CHANTI)

La función del detector CHANTI es rechazar los eventos de fondo (background), producidos mediante interacciones inelásticas del haz con la última estación del GTK (GTK3), o bien por un halo de muones producidos previos al GKT3 conocido como Muon Halo. Se compone de 6 estaciones de hodoscopios cuadrados, con una sección transversal de $300 \times 300 \text{ mm}^2$ con una cavidad en el centro de $95 \times 65 \text{ mm}^2$ por donde pasa el haz. La primera estación se encuentra a 28 mm caudal abajo del GTK3, la distancia entre estaciones es aproximadamente el doble para estaciones sucesivas, con esto se logra una cobertura angular hermética de 49 mrad a 1.34 rad . Los hodoscopios fueron formados usando 48 barras centelladoras basadas en poliestireno, las cuales forman dos planos de lectura X, Y, la luz producida es conducida por medio de fibras ópticas hacia la correspondiente electrónica que procesará las señales.

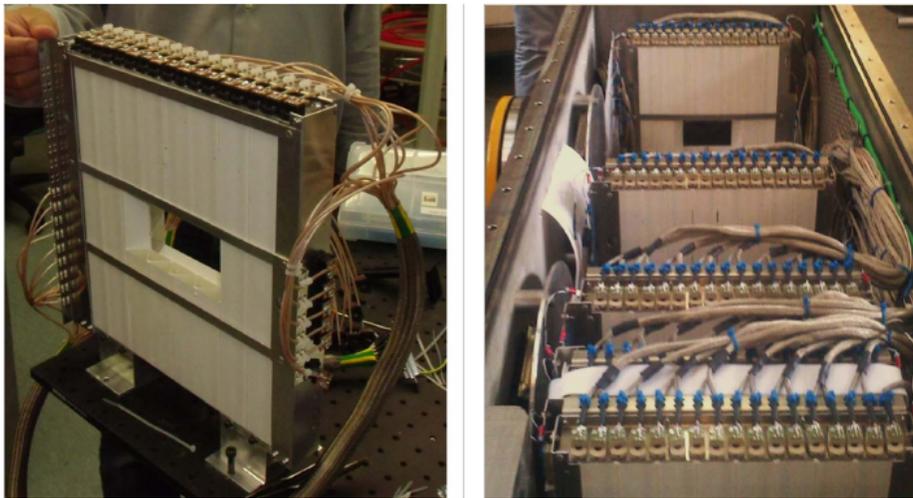


Figura 14: Fotografía de las estaciones de CHANTI [29].

3.2.4. Straw Spectrometer (STRAW)

El espectrómetro STRAW se encarga de medir las trayectorias y momento de las partículas cargadas. Tiene una extensión de $35m$ a lo largo de la línea del haz, consta de cuatro cámaras de popotes y entremedio un dipolo magnético de apertura (MNP33) que provee de un campo magnético de $0.9T$. Cada cámara consiste de dos módulos, uno de ellos contiene la vista para los ejes X,Y ($0^\circ, 90^\circ$) respectivamente, mientras que el otro módulo consta de las vistas de los planos U, V de ($-45^\circ, 45^\circ$). La región activa de las cámaras es un círculo de $2.1m$ de diámetro centradas en el eje Z. Cada una de las vistas tiene una brecha de $12cm$ sin popotes cerca del centro, una vez superpuestas las vistas, se obtiene un octágono de $6cm$ de apotema, este hueco tiene la finalidad de dejar pasar al haz, ver figura 15. Este al tener un ángulo de $1.2mrad$ y $-3.6mrad$ de apertura en el plano horizontal anterior y posterior al imán, el hueco no está centrado en el eje Z, mas tiene compensaciones sobre la dirección X para cada cámara. Cada cámara contiene 1792 popotes de $9.82mm$ de diámetro y $2160mm$ de longitud, donde cada vista consta de 448 popotes. Cada uno de los popotes está lleno con una mezcla 70/30 de Ar y CO_2 respectivamente, y están hechos de $36\mu m$ de PET recubiertos por dentro de $50nm$ de cobre y $20nm$ de oro. Las cámaras resultan tener una precisión espacial de $\pm 200\mu m$. Para trayectorias que cruzan las cuatro cámaras, la resolución en tiempo obtenida corresponde a $5.1ns$.

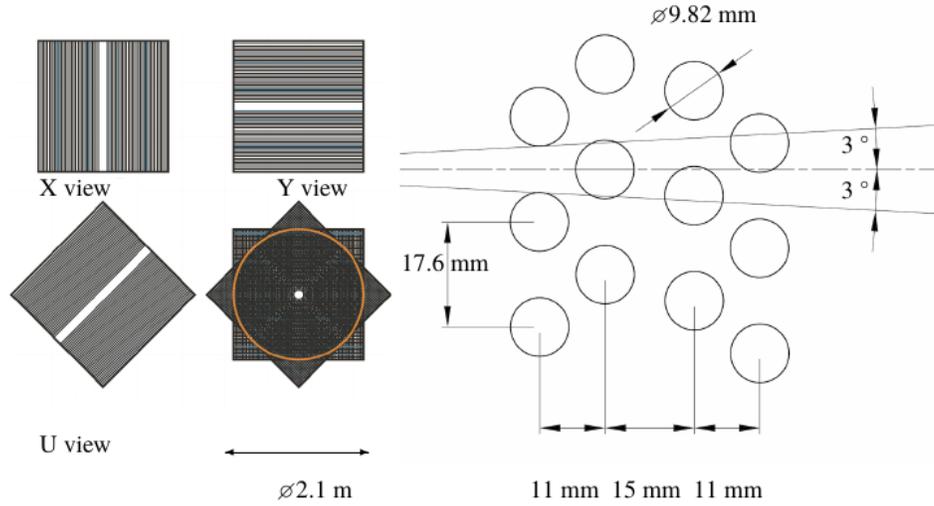


Figura 15: Disposición de las vistas en las cámaras del STRAW, y posición de cada popote.

A la izquierda se muestra la disposición de las vistas (X,Y,U,V) de las cámaras, así como los espacios huecos carentes de popotes. A la derecha se muestra el espaciamiento y posición de los popotes en cada una de las vistas, este espaciamiento ayuda a resolver la ambigüedad sobre el paso a izquierda o derecha de cada trayectoria [29].

MNP33 es un dipolo magnético, cuyas dimensiones de sección transversal son $4.4m$ de ancho, $4m$ de alto y $1.3m$ de largo, tiene un peso de 105 toneladas. El campo magnético formado, apunta mayoritariamente en el eje Y negativo, y el resto de componentes resultan tener una magnitud menor por un factor 10^{-3} . Este campo imprime una patada en momento transversal de $270MeV/c$, reflectando así las trayectorias de partículas cargadas. Con esto, es posible medir el momento de estas partículas, midiendo el ángulo formado entre las trayectorias previas y posteriores al campo magnético. La resolución en momento resulto ser consistente con la ecuación 30, donde las unidades de p son GeV/c . La resolución angular obtenida es de $60\mu rad$ a $10GeV/c$ y $20\mu rad$ a $50GeV/c$.

$$\frac{\sigma(p)}{p} = 0.30\% \oplus 0.005\%p. \quad (30)$$

3.2.5. Sistema de Vetado de Fotones

El objetivo principal del experimento es realizar la medición $Br(K \rightarrow \pi\nu\bar{\nu})$, cuya principal fuente de ruido proviene del modo de decaimiento $K \rightarrow \pi^+\pi^0$. El π^0 tiene un tiempo de vida del orden de 10^{-17} segundos, y decae en un par de fotones. Haciendo cortes cinemáticos es posible rechazar del orden de 10^4 eventos provenientes de esta fuente de ruido, mientras que un factor de 10^8 eventos son rechazados empleando el sistema de vetado de fotones. Este sistema de vetado consiste en cuatro detectores Large-Angle Veto System (LAV), Liquid Krypton Calorimeter (LKr), Intermediate-Ring Calorimeter(IRC), y Small-Angle Calorimeter (SAC). La mayor parte del vetado lo lleva a cabo el LKr, el LAV se encarga de la detección de los fotones emitidos en ángulos mayores a los que pueden ser detectados por el LKr, mientras que el SAC y IRC se encargan de la detección de fotones altamente energéticos a ángulos muy pequeños que pudiesen atravesar la tubería del haz.

3.2.6. Large-Angle Veto System (LAV)

El LAV consiste de 12 estaciones anulares formadas por capas echas con bloques de Plomo-Vidrio tipo Schott FS57, el cual consta aproximadamente de 75% de óxido de plomo. En cada bloque se ha acoplado un fotomultiplicador Hamamatsu R2238 de 76mm mediante una guía óptica cilíndrica de 4cm de largo echa de FS57. En la figura 16 puede observar uno de los bloques que conforman una estación, mientras que en la figura 17 se pueden observar dos de las estaciones anulares que conforman al LAV. La cobertura angular del LAV es de los $8.5mrad$ a los $50mrad$ respecto al eje Z. La ineficiencia del LAV es del orden de 10^{-4} para fotones con energías por arriba de los $200MeV$, los cuales corresponden al 95% de los fotones que se producen dentro de la aceptación del detector.

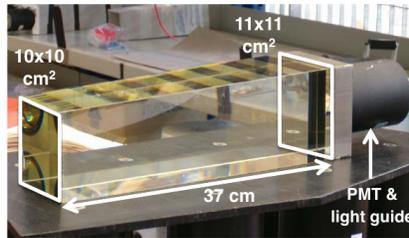


Figura 16: Bloque Plomo-Vidrio FS57

En la imagen se muestran los bloques que constituyen las capas de las estaciones del LAV. Estos bloques fueron reciclados del detector OPAL en 2007. Las dimensiones precisas de estos varían de estación a estación [29].



Figura 17: Estaciones 1 y 12 del LAV.

A la derecha se muestra la primera estación del LAV, mientras que a la izquierda se muestra la doceava estación. Las estaciones 1 a 11 operan dentro del volumen fiducial, mientras que la última estación se encuentra a 3 metros caudal arriba del LKr y opera al descubierto [29].

3.2.7. Liquid Krypton Calorimeter (LKR)

El LKr, es un calorímetro cuya función no solo es la detección de fotones, sino también la identificación de partículas. Este está conformado por 9000l de criptón a 120K contenido en un criostato. Este se extiende desde la tubería del haz ($\approx 8cm$) hasta un radio de 128cm, y consta de una profundidad de 127cm. El área sensitiva del detector consta de 13248 celdas longitudinales con una sección transversal de $2 \times 2cm^2$. Estas celdas están formadas por electrodos en forma de zig-zag de Cobre-Berilio alineados longitudinalmente con el eje Z. Las señales producidas por partículas cruzando el LKr, son enviadas a amplificadores que están adentro del criostato. Este detector tiene una cobertura de $1mrad$ a $8.5mrad$ respecto al eje Z. Su ineficiencia para la detección de fotones es del orden de 10^{-3} para fotones con energías superiores a $1GeV$, y del orden de 10^{-5} para fotones con energía mayor a $10GeV$.

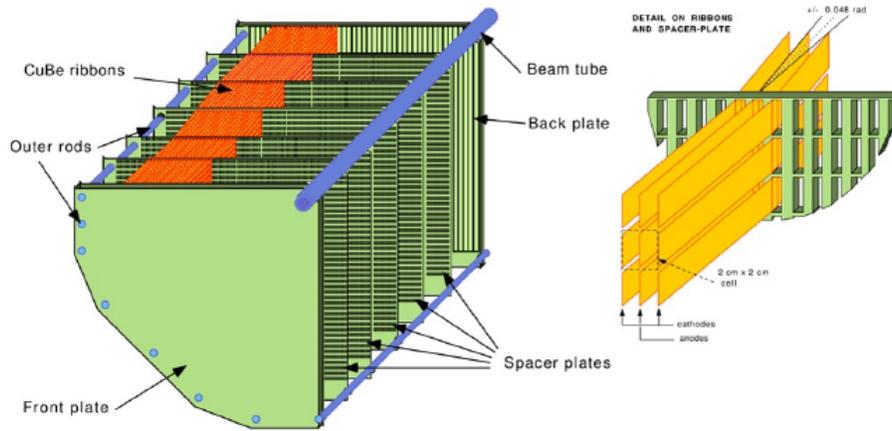


Figura 18: Esquema de cuadrante y celdas del LKr [29].

3.2.8. Small-Angle Calorimeter (SAC)

El SAC, consta de 140 placas, 70 de las cuales están echas de plomo mientras que las otras 70 son de plástico centellador. Sus dimensiones constan de $205 \times 205mm^2$ con un espesor de $1.5mm$. Cada una de estas placas consta de 484 huecos de $9.5mm$ de diámetro, espaciados $1.5mm$ los unos de los otros en una red rectangular. Las placas están apiladas de tal manera que tras una placa de plomo se encuentra una placa de Tyvek, que cumple la función de difusor de luz, seguida de una placa de plástico centellador. La luz producida es conducida a través de fibras, dobladas en forma de U, y enroscadas a través de dos huecos, permitiendo lecturas en ambos extremos del detector. Las fibras son posteriormente agrupadas en 4 grupos los cuales son conectados a 4 foto-multiplicadores. Puesto que las placas centelladoras no tienen una segmentación transversal, los cuatro canales de lectura provenientes de los foto-multiplicadores están ópticamente conectados, y por tanto, el SAC resulta ser un detector con un único canal de lectura. Este detector, al estar posicionado frente a la tubería del haz, tiene la capacidad de detectar fotones entre los $0mrad$ y $1mrad$, con una ineficiencia del orden de 10^{-4} para fotones con energías por arriba de los $5GeV$.

3.2.9. Intermediate-Ring Calorimeter (IRC)

El IRC es un calorímetro shashlyk con plomo como material absorbente y centelladores, dispuesto en forma de cilindro rodeando a la tubería del haz, el cual se encuentra cuesta arriba del LKr. El diámetro exterior del cilindro es de 290mm , mientras que el orificio central cuenta con 120mm de diámetro, este último tiene un corrimiento en el eje X positivo de 12mm para tomar en cuenta la deflexión del haz a causa del campo magnético del espectrómetro. El detector está dividido en dos módulos longitudinales, de 89mm y 154mm de profundidad, ambos separados 40mm , como puede observarse en la figura 19. Los módulos contienen 25 y 45 capas anulares consistentes de 1.5mm de plomo/antimonio 97/3 y 1.5mm de material centellador Saint Gobain BC-400 cubiertos con pintura reflectora. Cada anillo tiene 570 orificios de 1.5mm . Los discos centelladores están divididos en cuatro cuadrantes ópticamente aislados. Las señales de luz generadas en el material centellador son llevadas por medio de fibras a cuatro fotomultiplicadores que dan la lectura para cada uno de los cuatro cuadrantes. La ineficiencia es del orden de 10^{-4} para fotones con una energía mayor a los 5GeV .



Figura 19: Intermediate-Ring Calorimeter.

En la presente imagen es posible observar ambos módulos que conforman al IRC, así como las fibras de color verde que se encargan de transportar la luz producida en las placas centelladoras. En este caso, el haz pasaría de izquierda a derecha por el centro del detector [29].

3.2.10. Ring Image Cherenkov Counter (RICH)

El RICH es un detector cuyo propósito es la identificación de partículas cargadas. Consta de un radiador cilíndrico de 17.5m de largo, está seccionado en cuatro secciones de diámetro variable, siendo el del extremo por donde entra el haz de 4.2m , mientras que la última sección tiene 3.2m de diámetro. El radiador está lleno de gas neón a una presión de 990mbar que es el encargado de la producción de la luz Cherenkov. En el extremo final del tanque se encuentra un mosaico conformado por 20 espejos esféricos cuya función es transformar los conos de luz producidos en anillos que inciden sobre un arreglo de foto-multiplicadores, ver figura 20. Los espejos tienen una distancia focal de $17 \pm 0.20\text{m}$ y tienen una reflectividad alrededor del 90 % para longitudes de onda de $(195, 650)\text{nm}$. La orientación de cada espejo puede ser ajustada haciendo uso de un par de actuadores piezoeléctricos. El arreglo de foto-multiplicadores está hecho con 1952 unidades Hamamatsu R7400 U-03, con un paso entre foto-sensores de 18mm . La región activa del detector es de 1.1m desde el eje del haz en dirección radial en el extremo del cilindro correspondiente a la entrada del haz, mientras que en el otro extremo es de 1.4m . La resolución en tiempo de este detector es de 100ps , y en particular para positrones de 74ps .

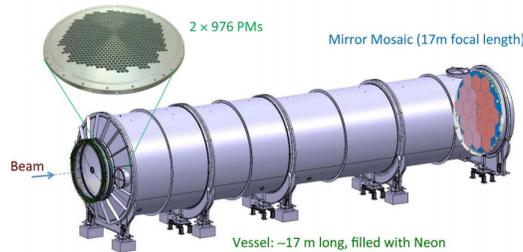


Figura 20: Vista esquemática del RICH.

El haz atraviesa el detector de izquierda a derecha. En el extremo derecho se encuentran montados los espejos esféricos de forma hexagonal, mientras que en el lado izquierdo se encuentran dos placas con 979 foto-multiplicadores [29].

3.2.11. Charged Particles Hodoscopes (CHOD)

En el experimento se cuenta con un sistema centellador para la detección de partículas cargadas, el cual consta de dos hodoscopios, uno proveniente del experimento NA48 y otro creado específicamente para NA62. El primero de estos se encuentra previo al LAV12, mientras que el último se encuentra posterior al LAV12. Este sistema se encarga de cubrir una región anular entre el RICH y el LKr, tiene un radio interior de $145mm$ y un radio exterior de $1070mm$. Su función principal es generar una señal para el trigger L0, y dar señales en tiempo para partículas cargadas. El CHOD de NA48 consta de 94 planos verticales y 64 horizontales de plástico centellador BC408 conectadas ópticamente a foto-multiplicadores PHOTONIS XP2262B. Consta de 128 contadores ensamblados en cuatro cuadrantes con 16 losetas en cada plano. El CHOD de NA62 consta de 152 losetas de plástico centellador con $30mm$ de grosor. La luz es recolectada y transmitidas usando fibras Kuraray Y11S, las cuales son conectadas a pares de SensL SiPMs de $3x3mm^2$. Las señales producidas después son amplificadas y procesadas por medio de componentes electrónicos especializados.

3.2.12. Hadron Calorimeters (MUV1,MUV2)

El MUV1 consta de 24 capas de acero SE35 de $26.8mm$ de espesor, espaciadas $12mm$, y teniendo 22 de ellas (las placas internas) $2700x2600mm^2$ de área. Entre estas, se encuentran 23 capas de barras centelladoras de $9mm$ de espesor y $60mm$ de ancho, exceptuando cuatro de estas (las más cercanas al tubo del haz) que tienen un ancho de $54mm$ de ancho. La orientación de las barras es horizontal y vertical, y están dispuestas alternadamente, resultando así en 11 capas verticales y 12 horizontales. La mayoría de estas barras tienen una longitud de $2620mm$ y cubren toda la región transversal del detector. Cada barra tiene dos conductos acoplados a fibra óptica que se conectan a su vez a foto-multiplicadores. Cada foto-multiplicador recibe señales de las fibras con una misma posición transversal resultando así en 176 canales de lectura para el detector.

El MUV2 es un calorímetro similar al MUV1, consta de 24 placas de acero de $25mm$ de espesor, entre las cuales se encuentran capas centelladoras plásticas de ELJEN NE 110. Cada capa centelladora está conformada por está conformada por 44 barras de $1300mm$ de largo, $119mm$ de ancho, y $4.5mm$ de espesor. Al igual que el MUV1, las barras con una misma alineación transversal están conectadas a un mismo foto-multiplicador, dando en total 88 canales de lectura.

La resolución obtenida con los datos del 2015 esta dada por la ecuación 31, donde la energía está en GeV .

$$\frac{\sigma(E)}{E} = 0.115 \oplus \frac{0.38}{\sqrt{E}} \oplus \frac{1.37}{E} \quad (31)$$

3.2.13. Fast Muon Veto (MUV3)

La función principal de este detector es la identificación de muones. Este está situado posterior al calorímetro hadrónico tras una placa de acero de $80cm$ de espesor. Presenta un área transversal de $2640x2640mm^2$, y consta de 148 losetas centelladoras de $50mm$ de espesor, 140 de ellas con dimensiones de $220x200mm^2$, el resto, más cercanas a la tubería del haz tienen dimensiones menores. Las caras frontal y laterales de las losetas están cubiertas con Mylar, la cara sobrante esta unida a una caja hermética a la luz, que conduce a esta dos foto-multiplicadores. 280 son modelo EMI9814B y 16 son Philips XP 2262. La eficiencia del MUV3 excede el 99.5% para muones con momento por encima de los $15GeV/c$. La resolución en tiempo del MUV3 fue medida usando datos del 2015, y está dentro de los $0.4ns$ a los $0.6ns$.

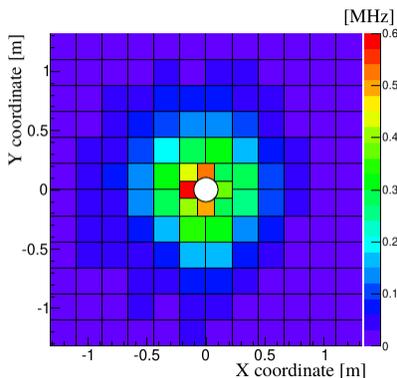


Figura 21: Frecuencias esperadas en las losetas del MUV3.

En la presente imagen se muestran las señales esperadas para las distintas losetas del MUV3 con el haz del experimento operando a una intensidad nominal. La loseta en rojo corresponde a 3.2 MHz superando la escala, la señal dominante proviene de decaimiento de piones [29].

3.2.14. Peripheral Muon Veto (MUV0)

El MUV0 es un hodoscopio diseñado para la detección de π^- con momentos menores a $10\text{GeV}/c$. Se encuentra en el borde del RICH, en su extremo final. Tiene como propósito detectar los piones que son deflectados por el imán del espectrómetro que no alcanzan a atravesar al RICH. Consta de 2 capas con 48 losetas centelladoras con dimensiones de $200 \times 200 \times 10\text{mm}^3$. Estas se encuentran agrupadas en 9 “Super-losetas”, ver figura 22, la luz producida en estas es conducida a través de fibras ópticas a foto-multiplicadores Hamamatsu R7400.

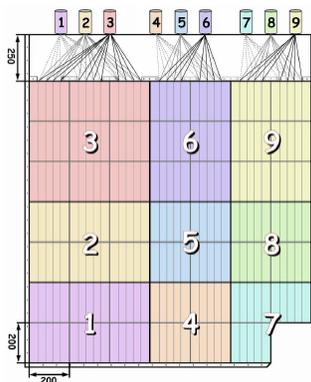


Figura 22: “Super-losetas” del MUV0.

En la presente figura es posible observar la disposición de las losetas que conforman a las correspondientes 9 Super-losetas [29].

3.2.15. Hadronic Sampling Calorimeter (HASC)

El HASC es un detector cuyo propósito es la detección de π^+ , con momento por arriba de los $50\text{GeV}/c$ que se propagan a través de los huecos centrales del STRAW. Se encuentra localizado después del MUV3 y el dipolo magnético BEND y cubre la región $-0.48\text{m} < X < -0.18\text{m}$, $|Y| < 0.15\text{m}$. Consta de 9 módulos idénticos, los cuales tiene por elementos activos 60 placas de plomo de 16mm de espesor intercaladas con placas centelladoras de 4mm de espesor, ambas con dimensiones transversales de $100 \times 100\text{mm}^2$. Cada módulo se organiza con 10 secciones longitudinales de lectura, la luz producida en estos sectores es recolectada a través de fibras ópticas. La luz de cada sección llega a sensores SiPM de $3 \times 3\text{mm}^2$ acoplados a placas amplificadoras.

3.3. Trigger and Data Acquisition System (TDAQ)

Debido al intenso flujo del experimento, es necesario un sistema de triggers y adquisición de datos que minimice el tiempo muerto entre mediciones pero que maximice la fiabilidad en la colección de datos. Para esto, se diseñó el TDAQ, que consta de 3 sistemas de triggers, L0 que corresponde a triggers por Hardware, L1 y L2 que son triggers por software. Se estima que la cantidad de decaimientos en el experimento es de $10MHz$, el trigger L0 está diseñado para acabar con un flujo máximo de $1MHz$, mientras que con los trigger restantes se logra una reducción hasta los $10KHz$.

3.3.1. L0 Trigger

Este trigger emplea las señales proporcionadas por un grupo de detectores rápidos para hacer un filtrado inicial de eventos. La implementación inicial consta de los siguientes detectores:

- CHOD, provee de primitivas positivas para cualquier trayectoria cargada, se basa en la multiplicidad de hits y en el tiempo de referencia de estos.
- RICH, provee primitivas positivas para cualquier trayectoria cargada que supere el umbral Cherenkov, basándose en la multiplicidad de los hits.
- LAV, provee de primitivas para el veto de fotones o muones provenientes de hits de bloques adyacentes.
- MUV3, provee de primitivas de muones tanto positivas como para lógica de vetado, se basa en la multiplicidad de las losetas.
- Calorímetros (LKr, MUV1 y MUV2), proveen de identificación positiva para piones basándose en los depósitos de energía y en las primitivas de vetado basadas en la multiplicidad de los clusters formados en el LKr.

Las primitivas obtenidas son producidas de manera asíncrona, en un tiempo variable no superior a los $100\mu s$. Cada una de estas consiste en un bloque de $64bits$, el cual contiene un tiempo por debajo de los $25ns$ y un identificador que especifica las condiciones cumplidas en dicho tiempo. Una vez creadas dichas primitivas, el L0TP (L0 Trigger Processor) se encarga de buscar las coincidencias en tiempo, siendo la alineación realizada en ventanas de $25ns$ o bien en $100ps$ cuando se trabaja con mediciones finas en tiempo.

3.3.2. High Level Triggers L1 y L2

El trigger L1 y L2 emplean software para la reducción de eventos a $10MHz$ y $10KHz$ de señal respectivamente. El trigger L1 se basa en algoritmos que toman información de los detectores de manera individual, mientras que el trigger L2 toma eventos parcialmente reconstruidos y emplea la información correlacionada de varios detectores.

3.4. Framework de NA62

Para el análisis de los datos obtenidos, el experimento cuenta con su propio software el cual consta de cuatro paquetes [30].

- NA62Tools, contiene el código que emplean el resto de componentes, en particular las librerías de persistencia y el CBD (Condiciones de la Base de Datos) de código de acceso.
- NA62MC, framework basado en Geant4 para la simulación del experimento NA62.
- NA62Reconstruction, paquete de reconstrucción basado en ROOT, el cual se encuentra modularizado en librerías para cada subdetector.
- NA62Analysis, framework basado en ROOT para el desarrollo modularizado de análisis simples o complejos. Contiene las herramientas y ejemplos necesarios para un amplio rango de análisis, incluyendo calibración y código de correcciones.

4. Medición del Tiempo de Vida del K^+

El objetivo principal del presente trabajo es realizar la medición del tiempo de vida del Kaón K^+ haciendo uso de los datos tomados por el experimento NA62 en el CERN. El conjunto de datos empleados corresponde a los tomados durante los años 2016 a 2018, y 2021 a 2022. Estos datos son divididos en grupos que corresponden a periodos de toma continua de mediciones, durante estos periodos, las condiciones en la intensidad del haz así como las características de los triggers empleados son las mismas. Los grupo de datos empleados son 2016A, 2017A, 2017B, 2017C, 2017D, 2018A, 2018B, 2018C, 2018D, 2018E, 2018F, 2018G, 2018H, 2021A, 2021B, 2021C, 2021D, 2021E, 2022B, 2022C. Estos grupos fueron preprocesados y solo se dejaron eventos que cumplieron con la condición del ControlTrigger, por tanto, son eventos que fueron tomados cuando hubo una señal en el CHOD. Este trigger fue empleado, puesto que es el que tiene un menor factor de escalamiento, 1/400 respecto al total de eventos, del conjunto de triggers para preprocesamiento del experimento. Los archivos en cada grupo cuentan con la extensión .root y pueden ser analizados empleando el Framework proporcionado por el experimento.

Con la finalidad de reducir las fluctuaciones estadísticas en la medición, se requiere tener la mayor cantidad posible de eventos. Con esto en cuenta, para el presente análisis se emplearon los 3 modos de decaimiento del K^+ con el mayor Branching Ratio, ver tabla 2.6.

- $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$, el cual será denotado como $K_{\mu 2}$.
- $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$, el cual será denotado como $K_{2\pi}$.
- $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$, el cual será denotado como $K_{3\pi}$.

4.1. Propagación de Errores y Aceptancia

La medición de observables físicas a través de un experimento nunca están exentas a variaciones, y el presente estudio no es la excepción. Se considera que las variaciones son de dos tipos, los errores sistemáticos, los cuales corresponden a variaciones en las mediciones provocadas por cambios en las condiciones experimentales, las limitaciones en resolución y fidelidad de los aparatos de medición empleados, mala identificación de eventos, deficiencias en la identificación de fuentes de ruido, etc. Esto es, corresponde a las deficiencias metodológicas al realizar la medición. El otro tipo de variación corresponde al error estadístico, el cual está más relacionado con fluctuaciones aleatorias en la recolección de mediciones. En este último caso, la variación de las mediciones respecto a un cierto valor central (usualmente la media) dependen de la cantidad de mediciones realizadas.

4.1.1. Propagación de Errores

Asúmase ahora que se quiere llevar a cabo la medición indirecta de una cierta variable Q , la cual depende de un conjunto de n variables $\{X_i\}$, las cuales tienen medias, desviaciones estandar y covarianzas denotadas respectivamente por \bar{X}_i , σ_i y σ_{ij} (la covarianza entre X_i y X_j). Si se desea conocer la varianza de Q , ΔQ , se emplea la siguiente ecuación, donde $\frac{\partial Q}{\partial \bar{X}_i}$, denota derivar parcialmente respecto a X_i y posteriormente evaluar en \bar{X}_i .

$$\Delta Q = \begin{pmatrix} \frac{\partial Q}{\partial \bar{X}_1} & \frac{\partial Q}{\partial \bar{X}_2} & \cdots & \frac{\partial Q}{\partial \bar{X}_n} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sigma_1^2 & \sigma_{12} & \cdots & \sigma_{1n} \\ \sigma_{21} & \sigma_2^2 & \cdots & \sigma_{2n} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \sigma_{n1} & \sigma_{n2} & \cdots & \sigma_n^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{\partial Q}{\partial \bar{X}_1} \\ \frac{\partial Q}{\partial \bar{X}_2} \\ \vdots \\ \frac{\partial Q}{\partial \bar{X}_n} \end{pmatrix} \quad (32)$$

Partiendo de la ecuación, 32, y asumiendo una correlación nula entre las variables X_i , pueden obtenerse las siguientes expresiones.

- Para el caso en que $Q = \sum_{i=1}^n X_i$, se tendrá que $\Delta Q = \sum_{i=1}^n \sigma_i^2$.
- En el caso de tener $Q = \prod_{i=1}^n X_i$, se tendrá que $\frac{\Delta Q}{Q^2} = \sum_{i=1}^n \left(\frac{\sigma_i}{X_i}\right)^2$.

Otro caso importante a considerar es cuando se tiene un par de variables totalmente correlacionadas. Por ejemplo, consideremos que se realiza un experimento una cantidad N de veces, y se considera que cada uno de estos intentos puede ser favorable o no, con una cierta probabilidad p , de que sea favorable. Si se denomina a n como la cantidad de veces que el experimento fue favorable, entonces la probabilidad de tener n eventos favorables

habiendo realizado N veces el experimento estará dada por una distribución Binomial [31]. Nótese que n y N están totalmente correlacionados, puesto que no hay evento favorable que no provenga del total de eventos. La varianza de la distribución está dada por la siguiente ecuación.

$$\Delta Q = Np(1 - p) \quad (33)$$

4.1.2. Aceptancia

Es frecuente que tras poner a andar un experimento y recolectar los datos, se diseñen e implementen algoritmos de análisis cuya finalidad sea la selección de eventos idóneos al fenómeno a estudiar. En el caso del estudio de decaimientos de partículas, algunos de estos criterios pueden ser coincidencias en tiempo, que las partículas tengan un cierto momento, masa, carga, o bien que se hayan originado en una región específica, etc. El emplear condiciones de selección laxas o estrictas tiene como resultado directo la ganancia o pérdida de eventos, influyendo de esta manera en las distribuciones de las variables a medir. Si bien, algunos parámetros de selección pueden ser optimizados analizando la cinemática del decaimiento, también es posible emplear métodos de simulación para medir los efectos de los criterios de selección empleados. NA62 cuenta con el framework NA62MC, basado en simulación con el método de Monte Carlo, con el cual se simulan tanto los detectores que conforman al experimento como las partículas que lo atraviesan. Para el presente estudio, se emplearon datos generados con Monte Carlo de los runs 9001 y 11001, la primera recreando las características del haz entre los años 2016 a 2018, y la segunda entre los años 2021 y 2022. En específico, se emplearon las simulaciones creadas por la colaboración para los decaimientos a estudiar, $K_{\mu 2}$, $K_{2\pi}$ y $K_{3\pi}$. Los datos de simulación generados pueden subdividirse en dos tipos. El primero son las simulaciones con Overlay, y cuenta con la característica de que, además de simular un modo de decaimiento en específico, añade en una menor proporción, y manteniendo la intensidad del haz, decaimientos provenientes de otros modos, por lo que resultan ideales para el estudio del Background, además de que se asemejan más a las condiciones reales del experimento. El segundo tipo de datos generados son del tipo NoOverlay, y como su nombre lo indica, no mezcla distintos tipos de modos de decaimiento.

Con las simulaciones es posible obtener un parámetro denominado Aceptancia definida mediante la ecuación 34, en la cual A hace referencia a la aceptación, N_{es} al número de eventos seleccionados, y N_{ts} el total de eventos simulados. Al ser los eventos seleccionados un subconjunto del total de eventos simulados, estos están totalmente correlacionados, y por tanto debe emplearse la varianza de una distribución binomial para el cálculo del error asociado. Puede tomar valores entre $0 < A < 1$, tener una aceptación cercana a cero implica que el método de selección podría no ser el más efectivo, o bien que se tienen limitaciones técnicas para la selección de eventos como puede ser la geometría del decaimiento. En caso de que la trayectoria de las partículas producidas no sean capaces de llegar a los detectores la aceptación se reducirá, haciendo que la geometría del decaimiento sea el mayor factor de impacto para la aceptación. En cambio, un valor cercano a 1, es indicativo de que el método de selección es suficientemente eficiente detectando eventos favorables, además de indicar que la posición de los detectores es óptima, de ahí que la aceptación sea una buena herramienta para determinar el impacto de los cambios en las condiciones de selección, así como la influencia de la posición de los detectores para detectar ciertos modos de decaimiento.

$$A(Z) = \frac{N_{es}(Z)}{N_{ts}(Z)} \quad (34)$$

La aceptación no está limitada a ser un número, esta también puede ser una distribución de una o más variables, como se verá posteriormente, la aceptación para el presente estudio es una distribución sobre la variable Z (posición longitudinal en el experimento). Además, esta puede emplearse para hacer una estimación del total de eventos favorables totales de los datos reales tomados por el experimento. Lo anterior se expresa en la ecuación 35, en la cual, N_{te} es la estimación de eventos totales en el experimento, y N_e es la cantidad de eventos seleccionados. Este método es sensible a la similitud entre las distribuciones obtenidas haciendo uso de simulaciones y las obtenidas utilizando los datos reales del experimento.

$$N_{te}(Z) = \frac{N_e(Z)}{A(Z)} \quad (35)$$

4.2. Estrategia de Medición del Tiempo de Vida

Para poder obtener el tiempo de vida, se obtuvieron las distribuciones de la actividad total estimada del K^+ , por modo de decaimiento, como función de su posición en Z (eje principal del experimento). Las distribuciones fueron representadas por medio de histogramas, los cuales tienen 160 bins e inician entre los 100m a los 180m del eje Z . Se consideró esta región para la creación de los histogramas puesto que corresponde al volumen fiducial del experimento, la cual está diseñada para realizar con la mejor precisión posible la medición de las distintas variables cinemáticas y físicas de los productos de decaimiento del K^+ . Para realizar la medición del tiempo de vida, a los histogramas obtenidos se les realizó un ajuste a una exponencial de la forma 28, cuyos parámetros libres fueron N_o correspondiente a la actividad en el bin inicial del ajuste, y τ el tiempo de vida que se buscó en ns . La expresión final a ajustar se muestra en la ecuación 36, donde Z_i corresponde a la posición en metros del bin de inicio del ajuste, M_{k^+} es la masa del Kaón cargado (ver tabla 4), P_{Haz} corresponde al momento nominal del haz de $75GeV/c$, y $N(z)$ el número de decaimientos como función de Z .

$$N(z) = N_o \exp\left(\frac{-(Z - Z_i)M_{k^+}}{\tau P_{Haz}}\right) \quad (36)$$

4.2.1. Criterios de Selección de Eventos para $K_{3\pi}$

Para la selección de eventos, así como para la determinación del vértice de decaimiento del K^+ se escribió el programa Lifetime.cc que funciona empleando el framework del experimento. Dentro de este código se encuentra una sección específica para $K_{3\pi}$. Para dicha selección se emplean los siguiente criterios.

- **Formación de un vértice:** Los vértices deben formarse con la intersección de 3 trayectorias. El χ^2 tanto de la reconstrucción de trayectorias como de la formación del vértice debe ser menor a 20, y contar con un tiempo asociado por los CHOD.
- **Coincidencia en tiempo:** El tiempo asociado al vértice y el tiempo asociado por el ControlTrigger no deben diferir en más de $3ns$.
- **Vértice en el volumen fiducial:** El vértice debe estar entre el GTK3 y los STRAWS, por lo tanto su posición en Z debe corresponder a $105m < Z < 175m$.
- **Vértice en la región del haz:** El vértice debe haber sido creado en el haz, se considera a esta región en el plano XY como $(-50, 50)X(-25, 25)mm^2$.
- **Conservación de la carga:** La carga del K^+ corresponde a $+e$, la suma de la carga de las trayectorias también debe corresponder a $+e$, y corresponder a la carga de dos π^+ y un π^- .
- **Veto a eventos con fotones:** No hay fotones dentro de los productos de este decaimiento, por este motivo no deben detectarse clusters neutrales en el LKr, ni actividad en los LAVs, IRC, ni SAC.
- **Conservación de la dirección del momento:** El momento de los kaones se conserva, por lo tanto la suma de momentos de los piones producidos debe corresponder a la del Kaón, tanto en magnitud como en sentido. Por este motivo, la suma del momento de los piones no debe tener componentes transversales al haz, únicamente longitudinales. Rechazar los eventos con momento transversal total del vértice distinto de cero sería un corte drástico, por tal motivo se propuso que el valor de este momento transversal sea menor a $30MeV/c$.
- **Conservación de la magnitud del momento:** Análogo al punto anterior, la magnitud del vector resultante de la suma del momento de los piones debe corresponder al del momento del Kaón, el cual nominalmente es $75GeV/c$. Para no tener una condición tan restrictiva, se tomo como condición que la magnitud del momento del vértice no difiriese con el del haz en más de $2GeV/c$.
- **Conservación del cuadrimento:** El cuadrimento del Kaón, P_k , corresponde a la suma de los cuadrimentos de los tres piones, P_{π_i} . La norma cuadrada del cuadrimento de una partícula corresponde a su masa al cuadrado, por lo tanto, empleando la conservación del cuadrimento se llega a la ecuación 37, donde c es la velocidad de la luz.

$$(M_{k^+} c)^2 = \|P_{\pi_1} + P_{\pi_2} + P_{\pi_3}\|^2 \quad (37)$$

Tomando esto en cuenta, es posible tomar como criterio de selección, que la norma de la suma de cuadrimentos de la trayectoria este alrededor del valor correspondiente a la masa el Kaón. En particular se empleo como criterio que la norma del cuadrimento del vértice no difiera en más de $2.879MeV/c$.

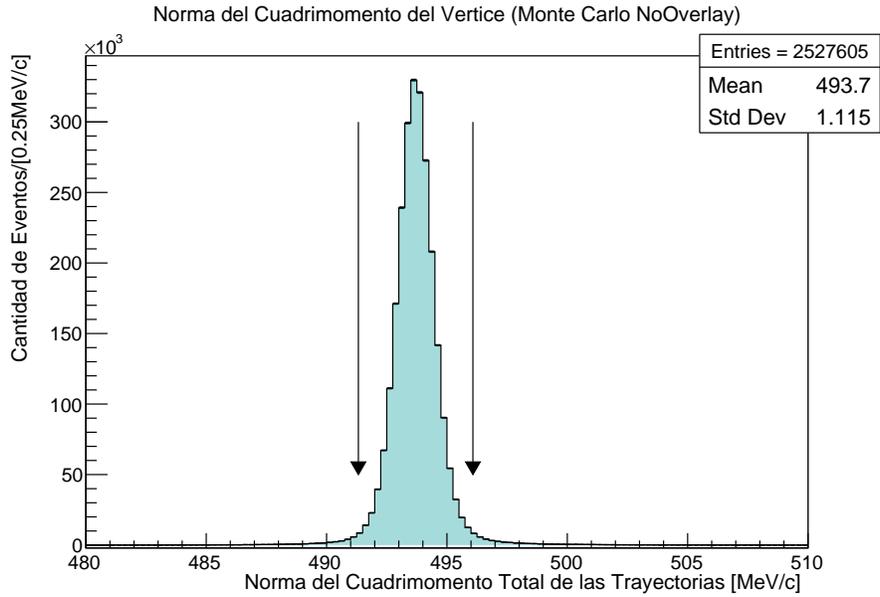


Figura 23: Norma del cuadrimomento de los vértices para $K_{3\pi}$.

En la gráfica se muestra la distribución obtenida, mediante simulación sin Overlay, de la norma del cuadrimomento de las tres trayectorias que forman el vértice de decaimiento del k^+ . El valor medio de esta distribución corresponde a $M_{k^+} c$, las flechas negras encierran a la región empleada como criterio de selección para eventos válidos.

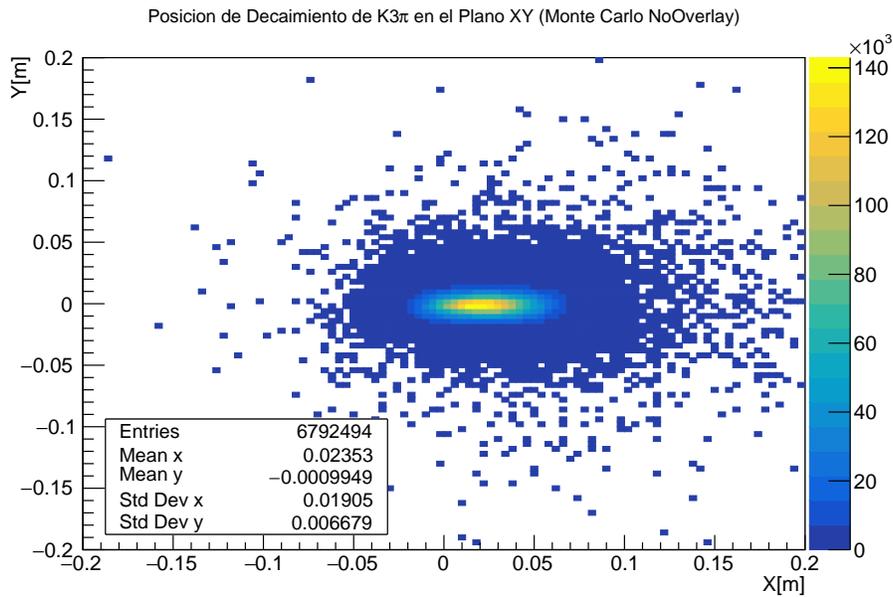


Figura 24: Distribución de decaimiento en el plano XY para $K_{3\pi}$.

En la gráfica se muestra la posición en el plano XY de decaimiento para datos de simulación sin Overlay, donde puede apreciarse que la mayoría de decaimientos ocurren en la región $(-50, 50) \times (-25, 25) \text{mm}^2$.

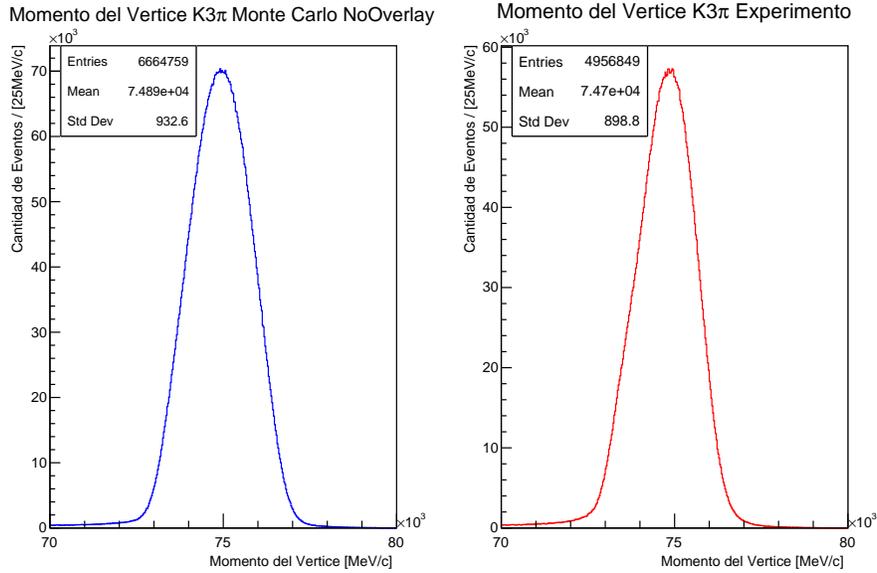


Figura 25: Distribución del momento de los vértices de decaimiento para $K_{3\pi}$.

En la presente figura se muestra la norma de la suma de las trayectorias que forman al vértice. A la izquierda y en azul se muestra la distribución obtenida con simulación de Monte Carlo sin Overlay, mientras que la imagen a la derecha corresponde a datos obtenidos del experimento. En ambos casos, puede apreciarse que el valor central de la distribución corresponde a $75\text{GeV}/c$, en congruencia con el momento nominal del haz.

4.2.2. Criterios Comunes de Selección de Eventos para $K_{2\pi}$ y $K_{\mu 2}$

Al igual que para la selección de eventos para $k_{3\pi}$, la selección de eventos se realiza mediante el programa Lifetime.cc. En particular tanto $K_{2\pi}$ como $K_{\mu 2}$ cuentan exclusivamente con una trayectoria, correspondiente a las partículas (el π^+ para $K_{2\pi}$, y el μ^+ para $K_{\mu 2}$). Para sobrellevar esto, se buscan que las trayectorias cargadas formen un vértice con el haz de kaones, los criterios de selección de vértices válidos se listan a continuación.

- **Formación de vértice:** Debe identificarse una sola trayectoria, la cual debe contar con un $\chi^2 < 20$. Además, esta debe formar un vértice con el haz y contenerse dentro del volumen fiducial, $105m < Z < 175m$.
- **Conservación de la carga:** La carga en el decaimiento es conservada, por tanto, la carga de la trayectoria debe ser de $+e$, correspondiente a su vez a la carga del π^+ o del μ^+ .
- **Restricción al momento de la trayectoria:** La trayectoria debe tener un momento contenido entre los $5\text{GeV}/c$ a los $70\text{GeV}/c$.
- **Posición del vértice en el haz:** Si bien se pide que la trayectoria forme un vértice con el haz, pero este vértice acarrea un error en su posición. Por este motivo, se pide que para una cierta posición en Z, la posición en X del vértice no difiera con respecto a la posición del haz en X en más de 20mm . El mismo criterio es empleado para la posición en Y del vértice. en las figuras 26 y 27, puede apreciarse la diferencia de posición, tanto en X, como en Y, para $K_{2\pi}$ y $K_{\mu 2}$ respectivamente.
- **Señal y tiempo asociados al RICH:** Tanto el pión como el muón cuentan con suficiente momento como para generar luz Cherenkov en el RICH, por este motivo se requiere que la trayectoria obtenida tenga una señal asociada al RICH. También se pide que el RICH pueda asociar un tiempo a la trayectoria, este será el tiempo de la trayectoria.
- **Coincidencia en tiempo con señal en el CEDAR:** Puesto que se busca que el vértice provenga del decaimiento de un Kaón, se busca que haya señal en el CEDAR el cual es empleado como identificador de Kaones. Para ello se requiere que mínimo 4 sectores de este se activen y que, además, el tiempo de esta señal no difiera en más de 0.4ns respecto al tiempo asociado a la trayectoria.

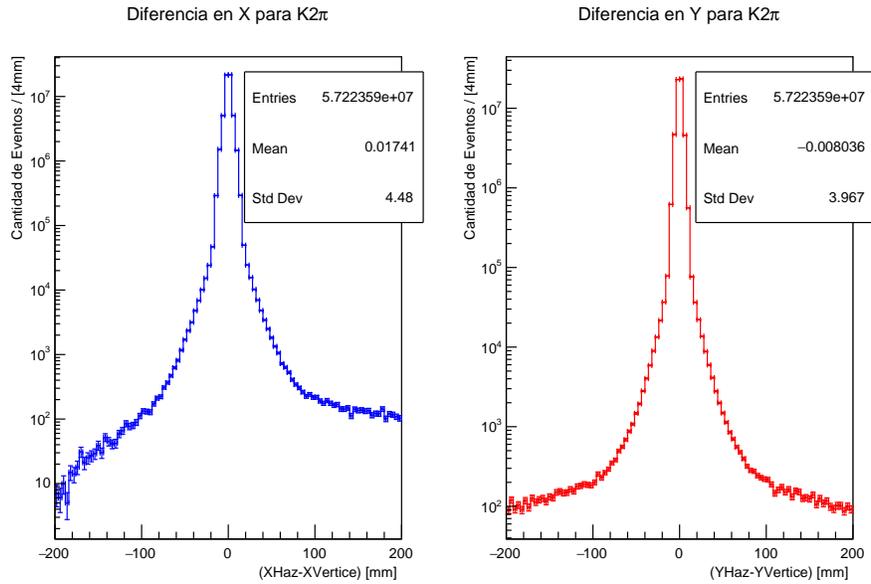


Figura 26: Diferencia de la posición en XY del vértice obtenido para $K_{2\pi}$.

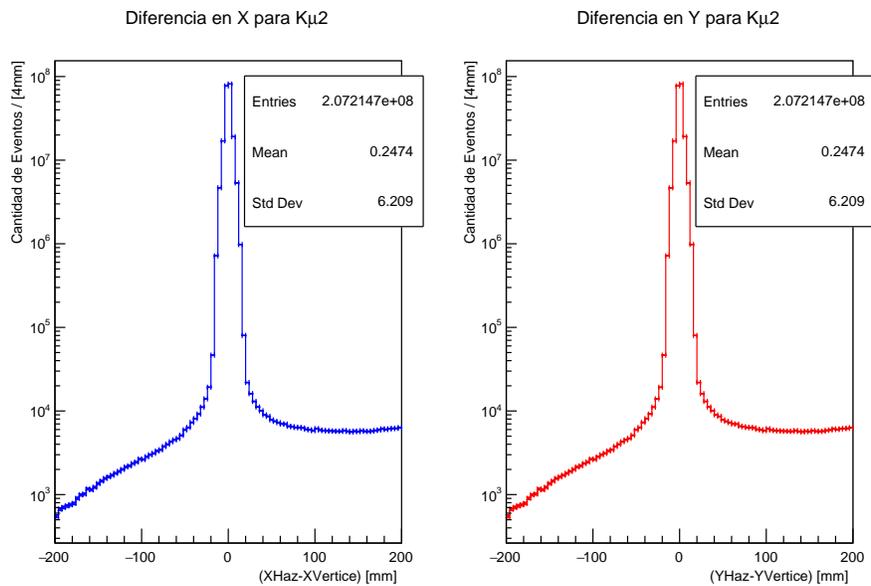


Figura 27: Diferencia de la posición en XY del vértice obtenido para $K_{\mu 2}$.

4.2.3. Criterios Específicos de Selección de Eventos para $K_{2\pi}$

Los criterios específicos de selección de eventos para $K_{2\pi}$ son los siguientes:

- **Ausencia de señal asociada a muones:** Se requiere que la trayectoria no tenga una señal asociada al MUV3, esto con la finalidad de no mezclar eventos provenientes de modos de decaimiento con muones. La validez de este criterio de selección tiene una restricción, y es que es necesario que la trayectoria esté dentro de la aceptación geométrica del MUV3.
- **Congruencia en tiempo con el Trigger:** Se requiere que el tiempo de la trayectoria no difiera en más de $3ns$ respecto al tiempo del ControlTrigger.

- **Detección de los fotones provenientes del decaimiento del π^0 :** Puesto que el π^0 tiene carga eléctrica neutra y vive poco tiempo, su detección solo puede realizarse a través de sus productos de decaimiento, en este caso un par de fotones. Para la detección de estos, se emplea el LKr, y se pide como condición que en este se formen dos clusters provenientes del paso de ambos fotones por el detector. Para asumir que los fotones provinieron del mismo pión, se requiere que el tiempo de ambos clusters no difieran en más de $4ns$ con respecto al tiempo de la trayectoria.
- **Veto a fotones:** Puesto que fueron detectados dos fotones en el Lkr, se requiere que no haya en el evento la detección de más de dos fotones, por este motivo se requiere que no haya señales asociadas a los LAVs, IRC ni SAC.
- **Missing Mass correspondiente a la masa del π^0 :** Partiendo de la conservación del cuadrimomento, y conociendo el cuadrimomento del K^+ y el π^+ , es posible determinar el cuadrimomento del π^0 . Haciendo uso de la norma cuadrada de esta diferencia de momento se obtiene la masa del pión, la partícula que no se mide directamente, de ahí que se denomine a esta masa, Missing Mass.

$$P_{\pi^0} = P_{K^+} - P_{\pi^+} \longrightarrow (M_{\pi^0}c)^2 = \|P_{K^+} - P_{\pi^+}\|^2. \quad (38)$$

En nuestro caso, se conoce el cuadrimomento del k^+ a partir de los parámetros del haz, y se asume que el cuadrimomento de la trayectoria proviene de un π^+ (se asigna la masa del pión a la trayectoria). Con esto en cuenta se procede a calcular la Missing Mass del evento, y se requiere que el valor obtenido no difiera en más de $1000(MeV/c)^2$ con respecto a $(M_{\pi^0}c)^2$, para que este sea clasificado como evento válido.

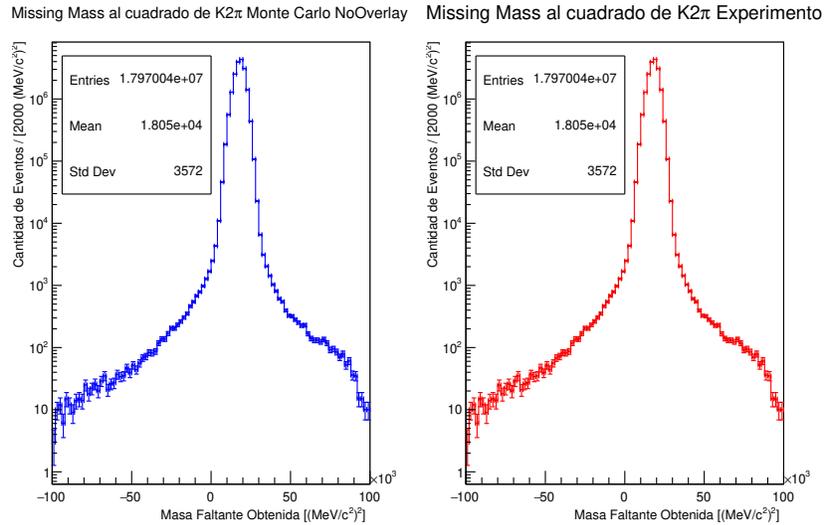


Figura 28: Missing Mass $K2\pi$ Monte Carlo y experimento.

4.2.4. Criterios Específicos de Selección de Eventos para $K_{\mu 2}$

Los criterios específicos de selección de eventos para $K_{\mu 2}$ son los siguientes:

- **Presencia de señal asociada a muones:** Puesto que en este modo de decaimiento se encuentra un muón, se requiere la identificación de este. El encargado de esto además del RICH es el MUV3, por lo que se pide que la trayectoria este dentro de la aceptación geométrica de este detector y que además haya una señal asociada a este.
- **Congruencia entre el tiempo de la trayectoria y MUV3:** Para asegurar que la señal del MUV3 provenga de la trayectoria, se requiere que el tiempo de la trayectoria y el tiempo de la señal del MUV3 no difieran en más de $4ns$.
- **Veto a fotones:** Este modo de decaimiento no tiene fotones, ni partículas que subsecuentemente decaigan en fotones. Por este motivo, es requisito que no se hayan formado clusters en el LKr, ni que haya señales en los LAVs, IRC ni SAC asociadas a la trayectoria.
- **Missing Mass correspondiente a la masa del ν_{μ} :** De forma similar al cálculo de la Missing Mass para $k_{2\pi}$, se cumple ahora que la masa faltante corresponde a la del neutrino del muón, la cual por fines prácticos se asume como cero (es menor a $0.8eV/c^2$). Con esto en cuenta, se llega a la ecuación 39.

$$\|P_{K^+} - P_{\mu^+}\|^2 = \|P_{\nu}\|^2 \approx 0 \frac{MeV^2}{c^2} \quad (39)$$

En este caso, se obtiene el cuadrimomento del K^+ usando los parámetros del haz, mientras que se asume que el cuadrimomento de la trayectoria corresponde al del μ^+ (se asigna la masa del muón a la trayectoria). Posteriormente, se asume al evento como valido, si el valor de Missing Mass está dentro de los $\pm 1000(MeV/c)^2$.

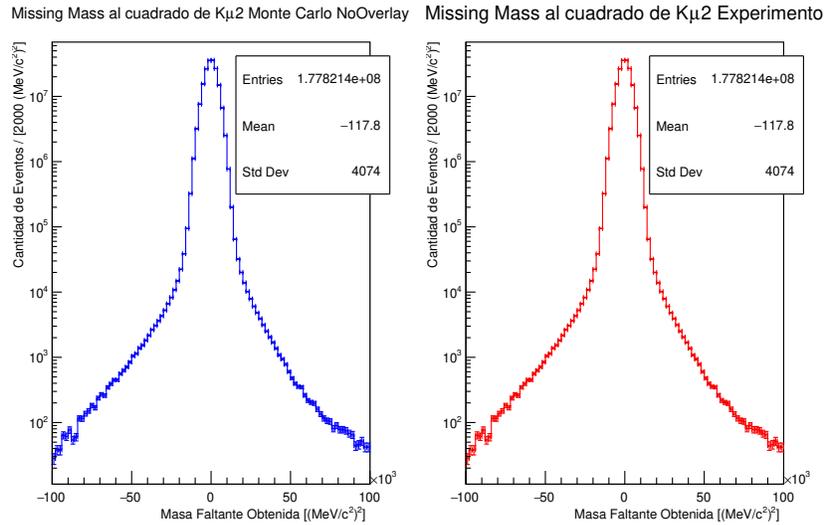


Figura 29: Missing Mass $K_{\mu 2}$ Monte Carlo y experimento.

4.2.5. Distribución de Aceptancia

Para obtener las distribuciones de aceptancia de los modos de decaimiento utilizados, se obtuvieron las distribuciones en Z de la posición de decaimiento de los datos obtenidos con la simulación de Monte Carlo. Como tal, se obtuvieron dos distribuciones por modo de decaimiento, la primera de ellas corresponde a la posición de decaimiento sin considerar los criterios de selección mencionados con anterioridad. Estos histogramas serán denominados “True ZVertex”, y corresponden a distribuciones exponenciales como la ecuación 36. El segundo tipo de distribución obtenido corresponde a la posición de decaimiento tomando en cuenta los criterios de selección para cada modo de decaimiento, los histogramas obtenidos son denominados “ZVertexMC”. Haciendo uso de ambos tipos de distribuciones, se determinó para los tres modos de decaimiento las distribuciones en Z de la Aceptancia. Para esto, se hizo el cociente “ZVertexMC” entre “True ZVertex”, en conformidad con la ecuación 34. Los errores en cada bin fueron calculados haciendo uso del error binomial, siendo la distribución padre “True Zvertex”.

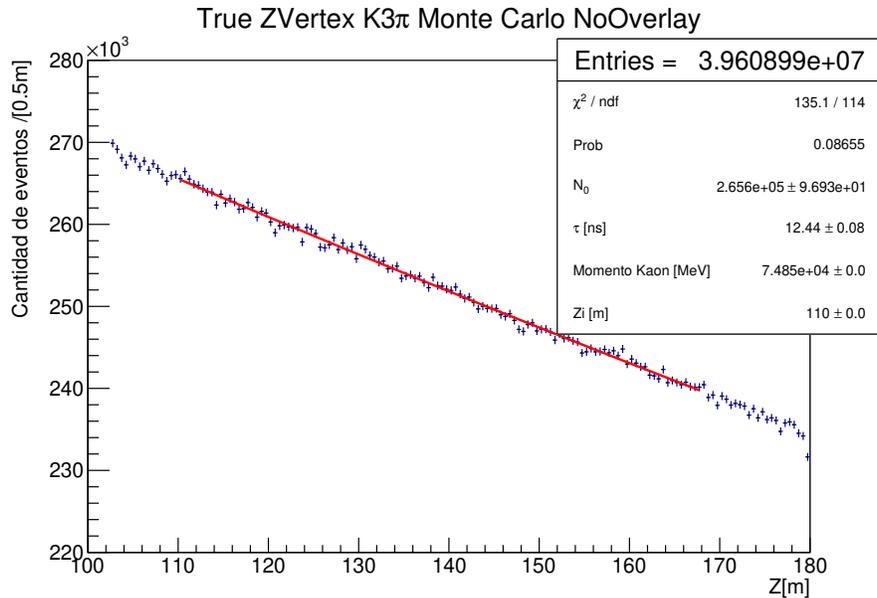


Figura 30: True ZVertex para $K3\pi$.

Las distribuciones de Aceptancia fueron calculadas haciendo uso de datos de simulación con Overlay. El motivo de esta elección se relaciona con la similitud entre las distribuciones del vértice de decaimiento obtenida con datos experimentales y con datos de simulación. Como tal, se observó que la similitud que se obtenía con simulaciones con Overlay fue superior a aquella obtenida sin este, lo cual puede observarse en las figuras 31, 32 y 33. Las distribuciones de aceptancia para cada modo de decaimiento estudiado pueden apreciarse en las figuras 34, 35, 36.

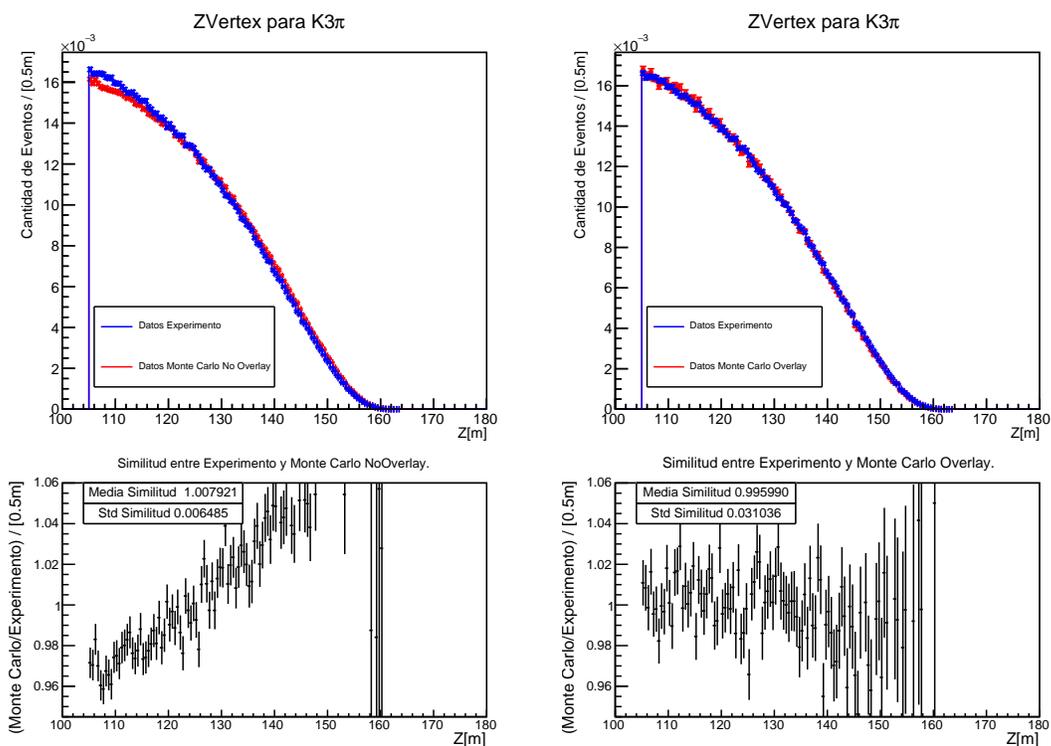


Figura 31: Similitud experimento y simulación $K_{3\pi}$.

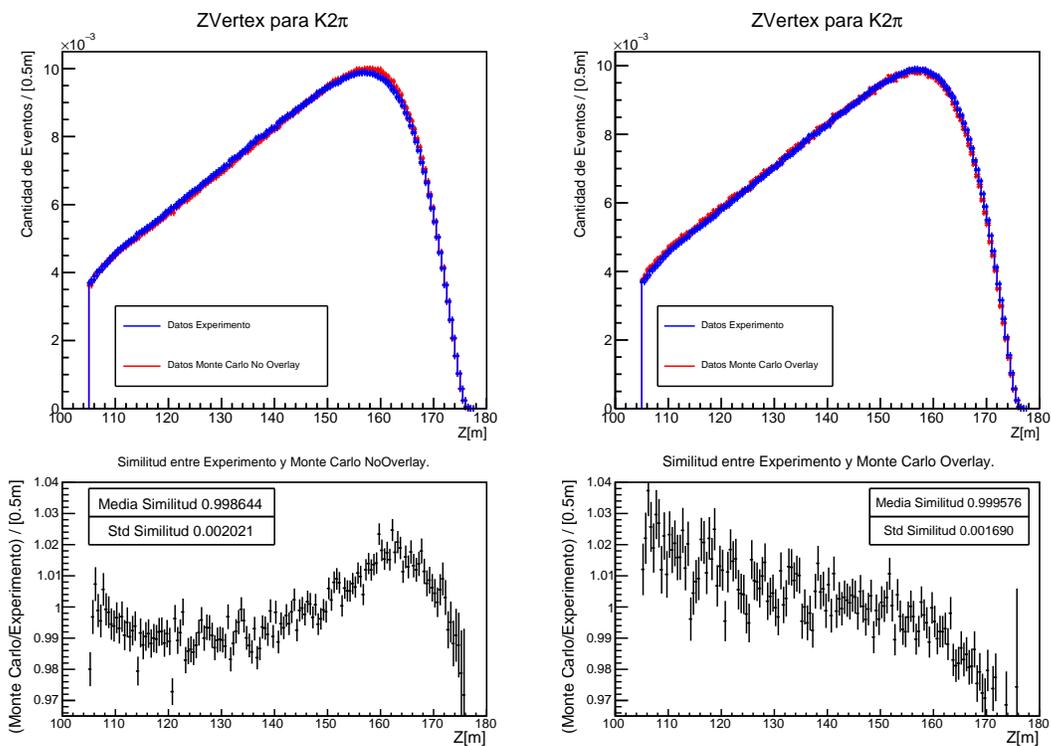


Figura 32: Similitud experimento y simulación $K_{2\pi}$.

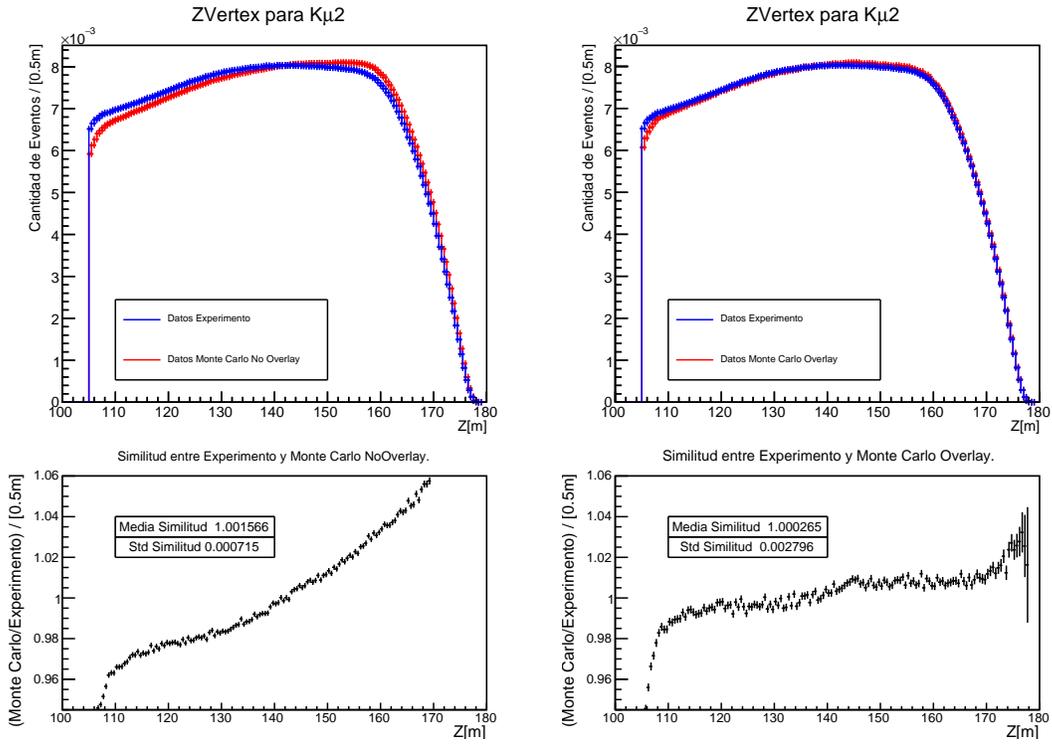


Figura 33: Similitud experimento y simulación $K_{\mu 2}$.

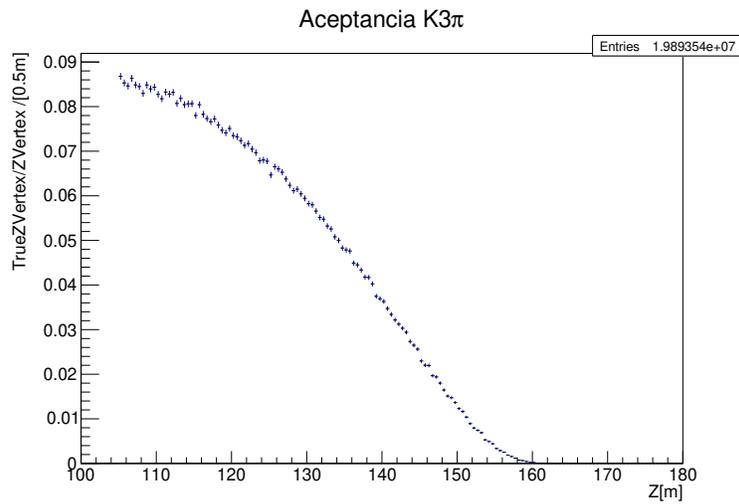


Figura 34: Distribución de aceptación $K3\pi$.

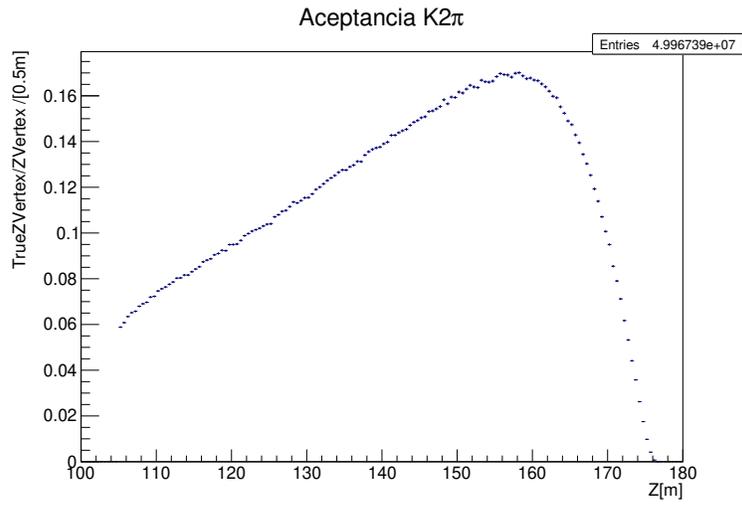


Figura 35: Distribución de aceptación $K2\pi$.

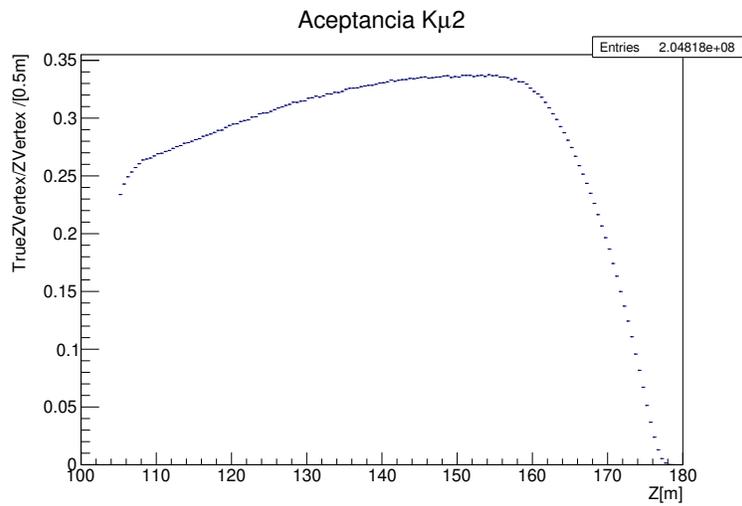


Figura 36: Distribución de aceptación $K\mu2$.

4.2.6. Distribuciones Corregidas de la Posición de Decaimiento

Con las distribuciones obtenidas posición de decaimiento de los datos del experimento y de aceptación, es posible hacer una corrección a las distribuciones de la posición de decaimiento para los datos. Está corrección se hace conforme a la ecuación 35, estimando el total de decaimientos en los intervalos en Z que conforman a cada histograma. Los histogramas obtenidos se muestran en las figuras 37, 38, 39. A cada una de estos se les realizaron ajustes de la forma 36, para obtener el tiempo de vida del K^+ .

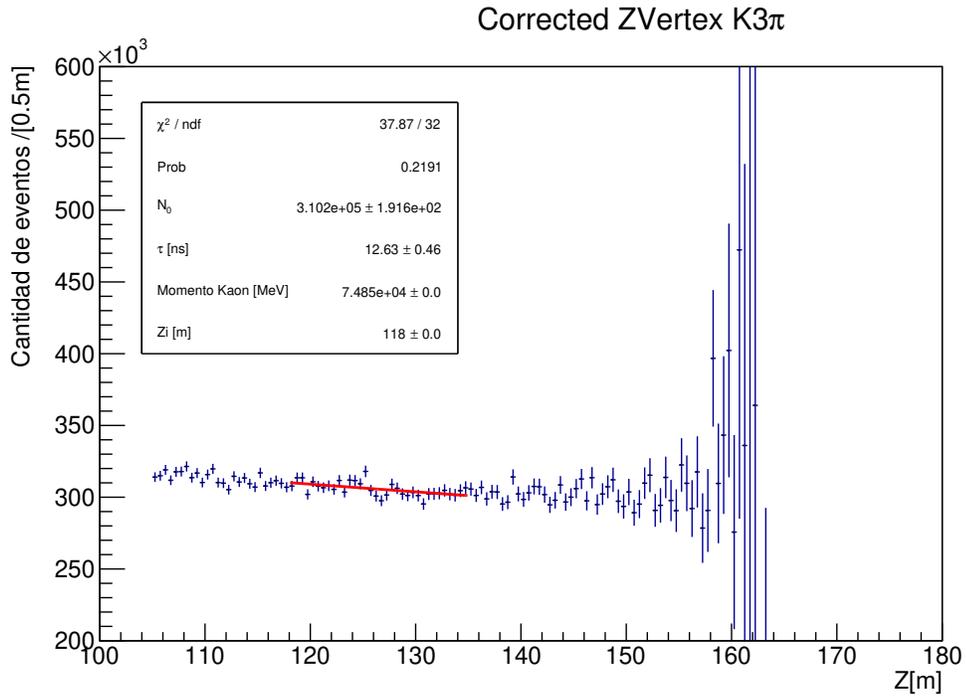


Figura 37: Distribuciones de posición de decaimiento corregida para $K_{3\pi}$.

En la presente figura se muestra la distribución final obtenida para la distribución de la posición de decaimiento. En particular, la línea roja mostrada corresponde al ajuste de una exponencial entre los $118m$ a $135m$, intervalo arbitrario en el cual se encontró buena validez estadística para el ajuste efectuado.

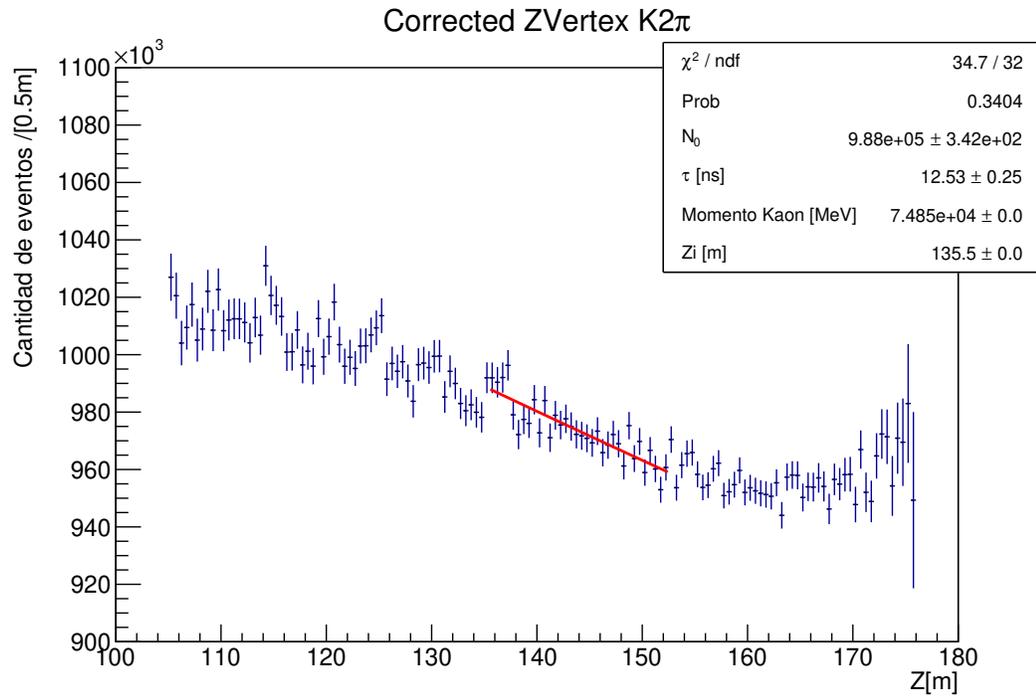


Figura 38: Distribuciones de posición de decaimiento corregida $K_2\pi$.

En la presente figura se muestra la distribución final obtenida para la distribución de la posición de decaimiento. En particular, la línea roja mostrada corresponde al ajuste de una exponencial entre los 135.5 a 152.5m, intervalo arbitrario en el cual se encontró buena validez estadística para el ajuste efectuado.

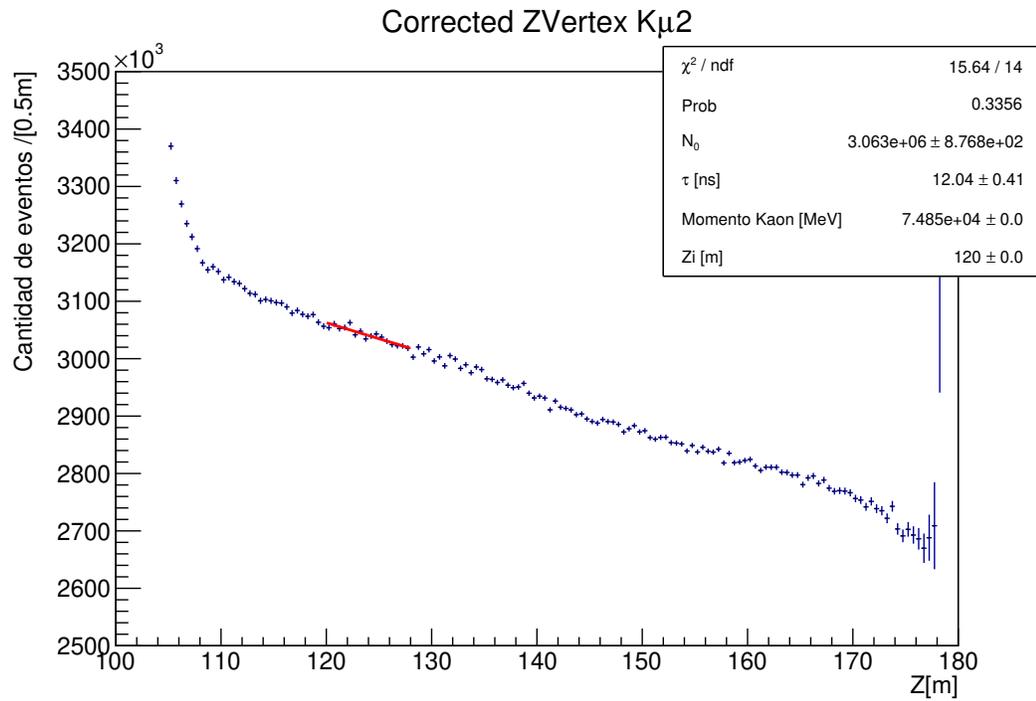


Figura 39: Distribuciones de posición de decaimiento corregida $K_{\mu 2}$.

En la presente figura se muestra la distribución final obtenida para la distribución de la posición de decaimiento. En particular, la línea roja mostrada corresponde al ajuste de una exponencial entre los 120m a 128m , intervalo arbitrario en el cual se encontró buena validez estadística para el ajuste efectuado.

5. Resultados

5.1. Mediciones obtenidas para $K_{3\pi}$

Se esperaba que las distribuciones de la posición de decaimiento corregidas correspondieran a distribuciones exponenciales. Como se mencionó con anterioridad, a las distribuciones obtenidas se les ajustó una exponencial con dos parámetros libres, siendo uno de ellos el tiempo de vida τ . Uno de los parámetros para medir la calidad del ajuste corresponde a χ^2/ndf , expresión denominada chi cuadrada reducida. Este valor corresponde a una medida de la discrepancia de la función a ajustar respecto a los datos dividido entre la cantidad de grados de libertad existentes. Cuanto más se acerque este valor a la unidad, se dice entonces que la función ajustada describe de buena manera a la distribución de los datos. En cambio, contar con valores por debajo de la unidad puede indicar una sobre-estimación de las incertidumbres, mientras que contar con valores muy superiores a la unidad indica que la función podría no ser la apropiada para describir la distribución de los datos. Además existe otro valor, que nos da información acerca de la calidad del ajuste, el cual es el valor de probabilidad (p-value). Este valor está contenido entre 0 y 1, tener valores altos de p indica que la función ajustada encaja correctamente con los datos.

Con la finalidad de aumentar la estadística y por consiguiente reducir el error estadístico inicialmente se realizó el ajuste de la exponencial para los datos de $K_{3\pi}$, entre los 105m a los 162.5m. No obstante, se obtuvo un valor $\chi^2/ndf = 3$ y un valor p muy por debajo de la unidad, como puede apreciarse en la figura 40. Esto es un indicativo de que la distribución total de la posición de decaimiento para este modo no corresponde a una exponencial. Esto podría atribuirse a las altas incertidumbres en los últimos bins de la distribución, o bien, a algún tipo de error sistemático.

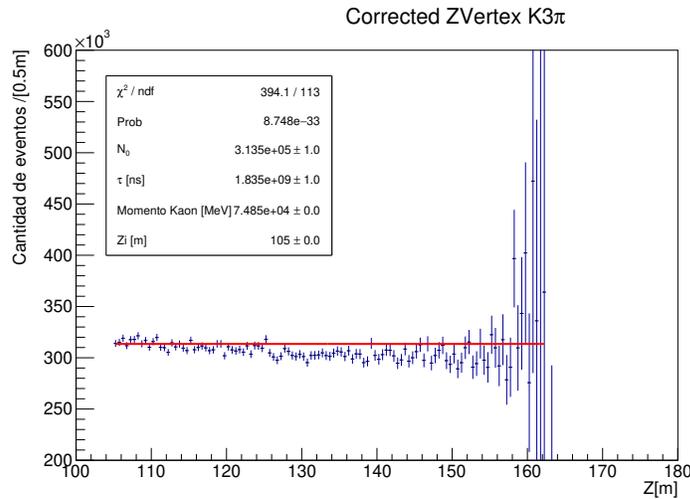


Figura 40: Ajuste Exponencial para $K_{3\pi}$ (105m a 162.5m).

Si bien las distribuciones de Corrected ZVertex para este modo tienen entradas hasta los 180m, se delimitó el ajuste hasta los 162.5m debido a que la cantidad de eventos posterior a esta posición presentan errores altos.

Como se indica en la ecuación 28, la pendiente de la distribución no debería variar entre intervalos, y por lo tanto tampoco el tiempo de vida. Por este motivo, se realizó el ajuste en diferentes intervalos, los cuales están reportados en la tabla 7. De estos, puede observarse que el último intervalo discrepa con una distribución exponencial. Los intervalos comprendidos entre $134m$ a los $158m$ presentan buen valor de p y un χ^2/ndf cercano a la unidad, pero menor a esta, lo cual podría indicar una sobrestimación de las incertidumbres. Además, los valores de similitud en estos intervalos son los más distantes de la unidad, por tanto, son aquellos que cuyos datos obtenidos con simulación discrepan respecto a los datos observados en el experimento.

Intervalo (Zi, Zf)[m]	τ [ns]	χ^2/ndf	p	Similitud
(110, 122)	13.42 ± 0.86	1.079	0.360	1.00544 ± 0.00014
(122, 134)	8.53 ± 0.35	1.242	0.199	1.00223 ± 0.00019
(134, 146)	649 ± 1872	0.942	0.538	0.98828 ± 0.00034
(146, 158)	18.7 ± 1.7	0.775	0.761	0.96810 ± 0.00314
(158, 170)	$(05769.47 \pm 3.8)10^{-5}$	$(1.56)10^9$	0	0.79836 ± 0.44334

Tabla 7: Resultados de tiempo de vida para $K_{3\pi}$.

En la presente tabla se encuentran los resultados del ajuste exponencial para $K_{3\pi}$. Los intervalos utilizados tienen un ancho de $12m$, y son consecutivos. Además del valor de χ^2/ndf y p , en la última columna se muestra la similitud entre los datos obtenidos con Monte Carlo y los datos del experimento.

Es en el par de intervalos comprendidos entre los $110m$ y los $134m$ que se obtuvieron ajustes con valores de χ^2/ndf , y similitud cercanos a la unidad. Pese a esto, se observa que ambos tienen valores diferentes para el tiempo de vida del Kaón cargado. Por este motivo se decidió tomar ambos intervalos y variar el rango del ajuste, los resultados de esto se muestran en la tabla 8.

Índice	Intervalo (Zi, Zf)[m]	τ [ns]	χ^2/ndf	p	Similitud
1	(110, 116)	08.40 ± 0.96	1.531	0.121	1.00666 ± 0.00014
2	(110, 122)	13.42 ± 0.86	1.079	0.360	1.00544 ± 0.00014
3	(110, 128)	15.66 ± 0.64	1.382	0.068	1.00335 ± 0.00017
4	(122, 128)	07.26 ± 1.29	2.191	0.015	0.99940 ± 0.00023
5	(122, 134)	08.53 ± 0.35	1.242	0.199	1.00223 ± 0.00019
6	(122, 140)	19.42 ± 0.99	1.266	0.138	0.99973 ± 0.00023

Tabla 8: Tiempo de vida obtenido para $K_{3\pi}$ al variar el rango de ajuste.

En la presente tabla se muestran resultados para el tiempo de vida, tras variar el rango de ajuste para los intervalos comprendidos entre los $110m$ a $134m$ de la tabla 7. Los nuevos intervalos corresponde tanto a un decremento como a un incremento de $6m$ en el rango de ajuste de los intervalos originales.

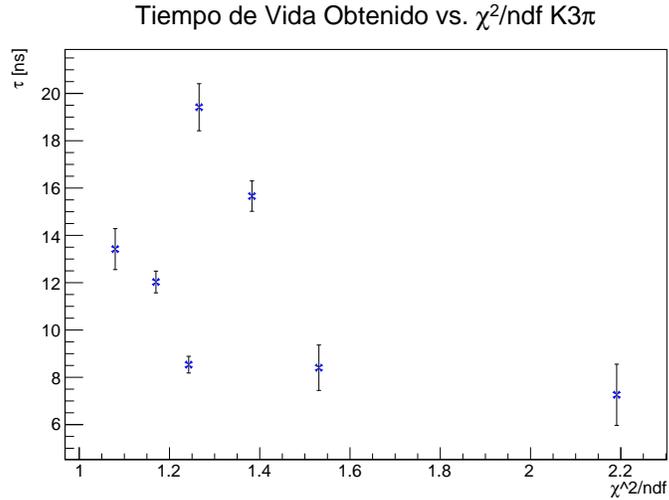


Figura 41: Tiempos de vida medidos para $K3\pi$ respecto a χ^2/ndf .

Los tiempos de vida mostrados corresponden a los mostrados en la tabla 8 y al ajuste obtenido en la figura 37. Este último siendo el segundo valor con mejor χ^2/ndf y de las mediciones con menor error estadístico.

De la tabla puede observarse una vez más variaciones en el tiempo de vida obtenido, aparentemente mostrando un incremento en el tiempo de vida medido conforme se incrementaba el ancho del intervalo. Los valores de χ^2/ndf , p y similitud parecen indicar validez en los ajustes realizados sobre los intervalos, exceptuando el cuarto intervalo que tiene un valor elevado de χ^2/ndf y bajo de p , aún cuando su valor en similitud es el segundo más cercano a la unidad. En la figura 41, puede apreciarse aparentemente que a medida en que χ^2/ndf se aleja de la unidad, los valores para el tiempo de vida se alejan los unos de los otros. Los ajustes realizados en $110m$ a $122m$ y $118m$ a $135m$, $(13.42 \pm 0.86)ns$ y $(12.63 \pm 0.46)ns$ respectivamente, corresponden a ajustes estadísticamente válidos, y dadas sus incertidumbres son mutuamente consistentes. No obstante, los cambios en el tiempo de vida medido al variar el rango es indicador de falta de fiabilidad de los resultados obtenidos para este modo de decaimiento.

5.2. Mediciones obtenidas para $K_{2\pi}$

Al igual que para $K_{2\pi i}$, inicialmente se planteo realizar el ajuste exponencial en la mayor cantidad de bins posibles, esto con la finalidad de aumentar la estadística y por lo tanto reducir el error en la medición. No obstante, y como es apreciable en la figura 42, tanto el χ^2/ndf como el valor p , están distantes de la unidad, en especial el valor de p , el cual es muy cercano a cero. Esto es indicativo de que el ajuste empleado no es el adecuado para describir la distribución y por lo tanto, el valor de tiempo de vida obtenido para este ajuste no es el correspondiente para el Kaón.

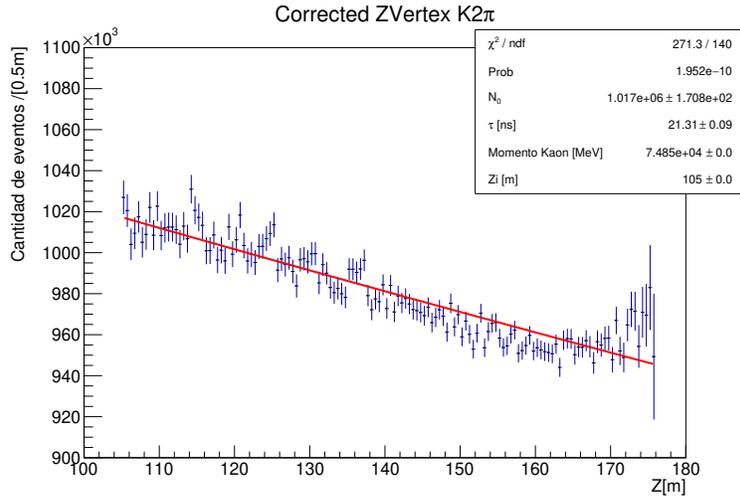


Figura 42: Ajuste Exponencial para $K2\pi$ (105m a 176m).

Se puede apreciar en la figura que existen cambios en la pendiente y concavidad de la distribución, especialmente tras superar los 162m donde tanto la pendiente como la concavidad tiene un cambio de signo lo cual no ocurre en distribuciones exponenciales.

Con la finalidad de encontrar un intervalo en la distribución donde el ajuste tenga una validez estadística favorable, se realizó el ajuste en 10 intervalos consecutivos. Los resultados del ajuste pueden observarse en la tabla 9. Una vez más, y como ocurrió para $K3\pi$, al realizar los ajustes los tiempos de vida obtenidos presentaban distintos valores. No obstante, y a diferencia del anterior modo de decaimiento, se encontraron intervalos con valores de p, χ^2/ndf y similitud favorables, siendo estos los intervalos comprendidos entre los 124m a los 138m, y aquellos entre los 145m y 159m. Aparte de los intervalos mencionados con anterioridad, se encontraron otros intervalos que si bien cuentan con validez estadística en el ajuste por sus valores cercanos a la unidad para p y χ^2/ndf , presentan los valores de similitud más distantes a la unidad respecto otros intervalos. Estos intervalos se encuentran entre los 110m a 124m, y entre los 159m a los 180m. Lo anterior podría deberse a una combinación entre bajos valores de aceptación para estos intervalos aunado a valores grandes en el error en estos intervalos, especialmente los últimos.

Intervalo (Zi, Zf)[m]	τ [ns]	χ^2/ndf	p	Similitud
(110, 117)	$89. \pm 47.$	1.442	0.138	1.01470 ± 0.000056
(117, 124)	$55. \pm 18.$	1.230	0.255	1.01149 ± 0.000049
(124, 131)	13.56 ± 1.10	1.536	0.103	1.00507 ± 0.000038
(131, 138)	$(67.9 \pm 7.5)10^5$	1.478	0.124	1.00458 ± 0.000042
(138, 145)	28.22 ± 4.85	0.724	0.730	1.00348 ± 0.000025
(145, 152)	11.24 ± 0.77	1.126	0.332	1.00043 ± 0.000024
(152, 159)	13.22 ± 1.07	1.227	0.257	0.99559 ± 0.000024
(159, 166)	951 ± 5298	0.831	0.618	0.98928 ± 0.000030
(166, 173)	$(6.76 \pm 2.91)10^6$	1.245	0.244	0.97381 ± 0.000085
(173, 180)	$(7599.8 \pm 4.5)10^{-5}$	$(6.6)10^{10}$	0	0.936 ± 0.012

Tabla 9: Resultados de tiempo de vida para $K_{2\pi}$.

En la presente tabla se encuentran los resultados del ajuste exponencial para $K_{2\pi}$. Los intervalos utilizados tienen un ancho de $7m$, y son consecutivos. Además del valor de χ^2/ndf y p, en la última columna se muestra la similitud entre los datos obtenidos con Monte Carlo y los datos del experimento.

A los intervalos que tuvieron ajustes estadísticamente favorables, comprendidos entre los $124m$ a los $138m$, y aquellos entre los $145m$ y $159m$, se les varió el rango de ajuste para ver como cambiaba tanto el tiempo de vida obtenido como su χ^2/ndf , valor de p y similitud. Estos ajustes, se encuentran reportados en la tabla 10. En esta tabla se puede observar que los valores del tiempo de vida cambian debido al incremento del rango de ajuste, más no muestran algún patrón observable, el valor del tiempo de vida tanto incrementa como decrementa conforme el rango de ajuste se ensancha.

Índice	Intervalo (Zi, Zf)[m]	τ [ns]	χ^2/ndf	p	Similitud
1	(124, 127.5)	4.12 ± 0.29	1.277	0.271	1.00554 ± 0.000041
2	(124, 131)	13.6 ± 1.1	1.536	0.103	1.00507 ± 0.000038
3	(124, 134.5)	9.68 ± 0.31	1.188	0.257	1.00615 ± 0.000036
4	(131, 134.5)	6.21 ± 0.67	0.531	0.753	1.00875 ± 0.000027
5	(131, 138)	$(6.79 \pm 0.75)10^6$	1.478	0.124	1.00458 ± 0.000042
6	(131, 141.5)	19.21 ± 1.22	1.722	0.026	1.00415 ± 0.000038
7	(145, 148.5)	11.22 ± 2.19	0.644	0.666	0.99942 ± 0.000025
8	(145, 152)	11.24 ± 0.77	1.126	0.332	1.00043 ± 0.000024
9	(145, 155.5)	19.86 ± 1.31	1.319	0.158	0.99900 ± 0.000026
10	(152, 155.5)	68 ± 80	1.758	0.118	0.99658 ± 0.000025
11	(152, 159)	13.22 ± 1.07	1.227	0.257	0.99560 ± 0.000024
12	(152, 162.5)	16.30 ± 0.89	0.873	0.618	0.99474 ± 0.000023

Tabla 10: Tiempo de vida obtenido para $K_{2\pi}$ al variar el rango de ajuste.

En la presente tabla se muestran resultados para el tiempo de vida, tras variar el rango de ajuste para los intervalos comprendidos entre los $124m$ a $138m$, los $145m$ a $159m$ de la tabla 9. Los nuevos intervalos corresponde tanto a un decremento como a un incremento de $3.5m$ en el rango de ajuste de los intervalos originales.

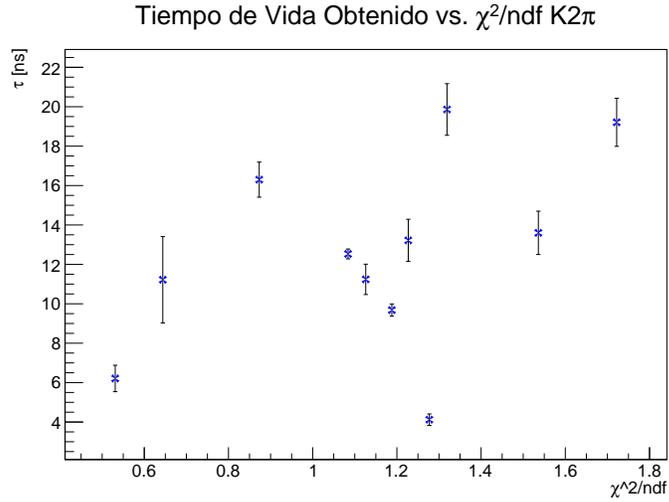


Figura 43: Tiempos de vida medidos para $K2\pi$.

Los tiempos de vida mostrados corresponden a aquellos obtenidos en la tabla 10 y al ajuste realizado en la figura 42, siendo el resultado de este último el valor del tiempo de vida con la menor incertidumbre, así como el resultado con χ^2/ndf más cercano a la unidad.

En la figura 43 se puede observar las variaciones en el tiempo de vida resultantes con respecto al χ^2/ndf de su correspondiente ajuste. En esta gráfica puede observarse que los valores con χ^2/ndf más cercanos a la unidad presentan tiempos de vida menos distantes los unos de los otros, además de tener barras de error más reducidas. Los valores del tiempo de vida correspondiente a estos puntos son $(12.53 \pm 0.25)ns$, $(11.24 \pm 0.77)ns$, $(9.68 \pm 0.31)ns$, $(13.22 \pm 1.07)ns$. No obstante, también es posible observar que tanto los resultados con χ^2/ndf menores a la unidad como aquellos cuyos valores superan 1.25 presentan valores para el tiempo de vida que difieren en buena medida los unos de los otros. Por este motivo, y debido a las fluctuaciones considerables del tiempo de vida al variar el rango de ajuste, se consideró que los resultados obtenidos no son representativos para el tiempo de vida del Kaón cargado.

5.3. Mediciones obtenidas para $K_{\mu 2}$

Al igual que para los otros modos de decaimiento, inicialmente se realizó el ajuste de la exponencial sobre un intervalo que contuviese la mayor cantidad de bins posible, esto con el propósito de reducir la incertidumbre para el tiempo de vida resultante. No obstante, y como se aprecia en la figura 44 el ajuste realizado tiene valores deficientes tanto para el valor de p, el cual es muy cercano a cero, como para χ^2/ndf el cual difiere en un factor de 16 respecto de la unidad. Lo anterior es indicio de que en este intervalo, la distribución de la posición de decaimiento obtenida no corresponde a la exponencial propuesta y por tanto el valor del tiempo de vida resultante no es válido.

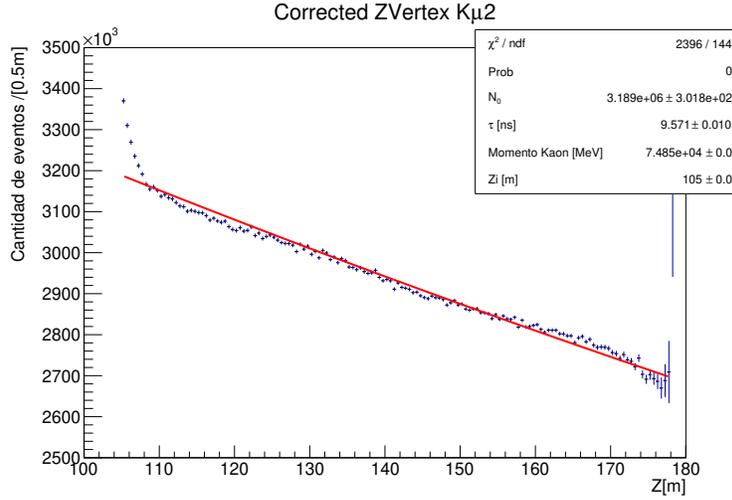


Figura 44: Ajuste Exponencial para $K\mu 2$ (105m a 178m).

Puede apreciarse en la imagen, que la distribución parece mantener una misma pendiente exceptuando los primeros 5 metros de esta. Además, no se aprecian cambio en la concavidad de esta notorios.

Repitiendo la estrategia realizada para los otros modos de decaimiento estudiados, se procedió con el ajuste de la exponencial a intervalos más pequeños, estos y sus correspondientes resultados se encuentran en la tabla 11. Al igual que en el resto de modos estudiados, se presentaron variaciones en los tiempos de vida resultantes para cada intervalo, con la diferencia de que los valores obtenidos no diferían tanto entre ellos, estando todos comprendidos entre los $(15411.3 \pm 97)10^{-5}ns$ y los $(12.52 \pm 0.56)ns$. En lo que respecta a la validez de los ajustes realizados en cada intervalo, los intervalos comprendidos entre los 166m a los 180m, los 131m a 138m, y los 110m a 117m presentan valores de similitud y χ^2/ndf o de p que se alejan en mayor medida de la unidad comparados con el resto de intervalos, siendo esto indicio de que el ajuste realizado en estos intervalos no corresponde al de la exponencial propuesta.

Intervalo (Zi, Zf) [m]	τ [ns]	χ^2/ndf	p	Similitud
(110, 117)	7.641 ± 0.199	0.598	0.846	$0.991690 \pm .000004$
(117, 124)	10.88 ± 0.41	1.450	0.135	$0.996023 \pm .000004$
(124, 131)	10.60 ± 0.39	1.511	0.112	$0.996411 \pm .000004$
(131, 138)	08.65 ± 0.26	1.972	0.023	$0.999155 \pm .000005$
(138, 145)	07.57 ± 0.20	1.583	0.089	$1.004480 \pm .000006$
(145, 152)	12.52 ± 0.56	1.178	0.292	$1.007200 \pm .000003$
(152, 159)	11.99 ± 0.51	2.021	0.019	$1.008240 \pm .000004$
(159, 166)	11.48 ± 0.47	1.085	0.368	$1.007830 \pm .000003$
(166, 173)	07.08 ± 0.18	0.553	0.881	$1.011260 \pm .000010$
(173, 180)	$(15411.3 \pm 97)10^{-5}$	$(3.4)10^{11}$	0	1.022 ± 0.018

Tabla 11: Resultados del tiempo de vida para $K\mu 2$

Los intervalos mostrados en la presente tabla tienen un ancho de 7m, Además del valor de χ^2/ndf y p, en la última columna se muestra la similitud entre los datos obtenidos con Monte Carlo y los datos del experimento.

Para observar el la variación en el tiempo de vida resultante, así como en la validez estadística del ajuste, se decidió variar el tamaño de los intervalos encontrados como favorables en la tabla 11. Los resultados de esto pueden encontrarse en la tabla 12. Se observó en esta tabla, que al variar el rango de ajuste, ciertamente también se presentaban cambios en el tiempo de vida obtenido, no obstante y a diferencia de lo ocurrido en otros modos de decaimiento, las variaciones en el tiempo de vida parecen ser razonables entre sí. Las variaciones más notorias corresponden a intervalos con valores de χ^2/ndf por debajo de la unidad.

Índice	Intervalo (Zi, Zf)[m]	τ [ns]	χ^2/ndf	p	Similitud
1	(117, 120.5)	6.650 ± 0.43	0.503	0.774	0.995834 ± 0.0000034
2	(117, 124)	10.88 ± 0.41	1.450	0.135	0.996023 ± 0.0000037
3	(117, 127.5)	11.70 ± 0.26	1.114	0.328	0.995916 ± 0.0000034
4	(124, 127.5)	8.83 ± 0.77	0.401	0.848	0.995696 ± 0.0000027
5	(124, 131)	10.60 ± 0.39	1.511	0.112	0.996411 ± 0.0000037
6	(124, 134.5)	11.07 ± 0.23	1.857	0.013	0.996764 ± 0.0000042
7	(145, 148.5)	13.97 ± 1.97	1.475	0.194	1.007600 ± 0.0000029
8	(145, 152)	12.52 ± 0.56	1.178	0.292	1.007200 ± 0.0000028
9	(145, 155.5)	11.50 ± 0.26	1.104	0.338	1.007670 ± 0.0000030
10	(159, 162.5)	12.47 ± 1.58	1.174	0.319	1.007440 ± 0.0000027
11	(159, 166)	11.48 ± 0.47	1.085	0.368	1.007830 ± 0.0000032
12	(159, 169.5)	11.28 ± 0.25	1.055	0.392	1.008260 ± 0.0000036

Tabla 12: Tiempo de vida obtenido para $K_{\mu 2}$ al variar el rango de ajuste.

En la presente tabla se muestran resultados para el tiempo de vida, tras variar el rango de ajuste para los intervalos comprendidos entre los 117m a 131m, los 145m a 152m, y los 159ma 166m de la tabla 11. Los nuevos intervalos corresponde tanto a un decremento como a un incremento de 3.5m en el rango de ajuste de los intervalos originales.

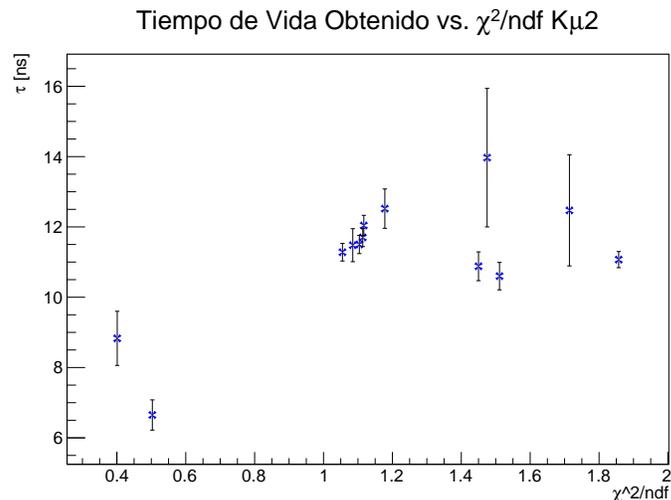


Figura 45: Tiempos de vida medidos para $K_{\mu 2}$.

Los tiempos de vida mostrados corresponden a los resultados del tiempo de vida mostrados en la tabla 12 y la figura 39, cuyo resultado parece ser consistente con los de la tabla.

Como puede apreciarse en la figura 45, las variaciones del tiempo de vida obtenido no cambian de forma marcada, aún para los valores de χ^2/ndf más alejados de la unidad, esto en contraste con los otros modos de decaimiento encontrados. Las mediciones correspondientes a χ^2/ndf por debajo de 1.2 parecen estar contenidas entre los $(11.48 \pm 0.47)ns$ y los $(12.47 \pm 1.58)ns$, presentando también valores de similitud cercanos a la unidad. El valor con un χ^2/ndf más cercano a la unidad corresponde al obtenido entre los 159m a 169.5m, con un valor para el tiempo de vida de (11.28 ± 0.25) . Algo que caracteriza a a los resultados obtenidos en la tabla 12, es que los intervalos presentan valores de similitud muy cercanos a la unidad, difiriendo en el peor de los casos de esta en 0.0078 unidades, además de que presentan las incertidumbres en similitud más bajas con respecto al resto de modos de decaimiento estudiados. Lo anterior posiblemente es provocado a la gran cantidad de eventos que se tienen para

este modo de decaimiento el cual tiene el mayor Branching Ratio de los tres modos estudiados. Si bien los resultados para el tiempo de vida obtenidos son prometedores, un análisis posterior será necesario para identificar posibles fuentes de error sistemático en la medición.

5.4. Resumen de resultados

En el caso de $K_{3\pi}$ el resultado más favorable corresponde a un tiempo de vida de $(12.63 \pm 0.46) ns$, con un $\chi^2/ndf = 1.18$, teniendo este el error más bajo en el conjunto de mediciones cuyo valor de χ^2 está cercano a la unidad. No obstante, de los ajustes realizados en intervalos aledaños al intervalo de este ajuste, vemos fluctuaciones considerables tanto en el tiempo de vida como en el χ^2/ndf , como puede observarse en la tabla 7 y 8. Lo anterior, es indicio de que el resultado obtenido en este modo de decaimiento podría no ser representativo del tiempo de vida.

Para $K_{2\pi}$ el resultado más favorable corresponde a $(12.53 \pm 0.25) ns$ con un $\chi^2/ndf = 1.08$, teniendo tanto el error más bajo como el χ^2/ndf más cercano a la unidad de los intervalos estudiados. No obstante, y de forma similar a $K_{3\pi}$, los resultados obtenidos para otros intervalos de ajuste tienen variaciones considerables tanto en el tiempo de vida obtenido como en χ^2/ndf , como puede apreciarse en las tablas 9 y 10. Esto es indicio de la existencia de un error sistemático, y por lo tanto el resultado obtenido no es concluyente.

El resultado más favorable de $K_{\mu 2}$ corresponde a $(11.28 \pm 0.25) ns$ con un $\chi^2/ndf = 1.055$, a diferencia de los otros modos de decaimiento, las fluctuaciones en el tiempo de vida en otros intervalos no resultan distantes de este valor, los valores están contenidos entre los $(10.88 \pm 0.41) ns$ y los $(13.97 \pm 1.97) ns$, y sus valores de χ^2/ndf son cercanos y mayores a la unidad como puede apreciarse en la figura 45. El promedio de este conjunto de mediciones es de $(11.38 \pm 0.10) ns$ y presentan una desviación estándar de $0.47 ns$. El cociente entre el tiempo de vida considerado como más favorable respecto a la media es de 0.991 ± 0.024 , siendo esto un indicio de que la medición considerada es representativa de la muestra y por tanto buena candidata a tiempo de vida.

6. Conclusión y Trabajo a Futuro

Del presente estudio se concluye que tanto para el modo de decaimiento $K2\pi$ como para $K3\pi$ el método empleado para obtener el tiempo de vida no es el más óptimo. Si bien se encontraron intervalos en los cuales el tiempo de vida constaba de una incertidumbre baja, y el ajuste realizado satisfizo las pruebas estadísticas consideradas en este análisis, las variaciones abruptas en el tiempo de vida tras variar el ancho del rango de ajuste ponen en duda la validez de los resultados obtenidos. Esto es indicativo de la existencia de un error sistemático posiblemente presente en la obtención de la aceptación, pues es esta la distribución responsable de “corregir” la forma de la distribución de la posición de decaimiento para los datos experimentales. En contraste, el modo de decaimiento $K\mu2$ presentó una mayor cantidad de intervalos en los cuales el ajuste exponencial satisfizo las pruebas estadísticas realizadas y además presentó una menor fluctuación en los tiempos de vida obtenidos una vez que se varió el ancho del rango de los ajustes, volviendo a estos resultados candidatos a tiempo de vida.

Las maneras en la que se obtuvieron las distribuciones de posición de decaimiento para $K2\pi$ como $K\mu2$ son bastante similares, puesto que tienen la misma topología de decaimiento, y los parámetros de selección entre los eventos de un modo y el otro no son muy estrictos, diferenciándose principalmente en el valor de Missing Mass requerido. Por lo tanto, podría inferirse que las notorias diferencias entre los resultados obtenidos para cada modo recae mayoritariamente en la cantidad de eventos de cada uno. Sustento a lo anterior, es el diferente comportamiento de las distribuciones de similitud para ambos modos. Para $K\mu2$ la distribución aparenta tener secciones casi constantes, las cuales contribuyen a que en los intervalos de ajuste, la desviación estándar de la similitud sea baja. Por el contrario, la distribución de similitud para $K2\pi$ es decreciente y presenta fluctuaciones en su valor notorias.

De lo anterior, puede entonces plantearse que para mejorar los métodos empleados para obtener el tiempo de vida con estos modos de decaimiento, puede optarse por el aumento en la estadística esto es realizar el análisis pero incluyendo los datos tomados en años posteriores a los usados en este estudio, o bien, mejorar las simulaciones realizadas con Monte Carlo. Siendo esta última opción de especial interés, pues mejoraría los resultados obtenidos sin la necesidad de una mayor toma de datos, de lograrse esto también se mejorarían otros análisis que hagan uso del mismo experimento.

A. Programa Empleado para la medición del tiempo de vida

A continuación se presenta el programa que realiza las mediciones del tiempo de vida para los modos de decaimiento estudiados.

```
1  /*
2  * Name:      ZVertexCorrected.cpp
3  * Autor:     Jurgen Engelfried , Akbar Diaz
4  * Date:      octubre del 2022
5  * Description:
6  */
7  #include "RtypesCore.h"
8  #include "TCanvas.h"
9  #include "TH1.h"
10 #include "TPad.h"
11 #include "TLegend.h"
12 #include "TROOT.h"
13 #include "TGraphErrors.h"
14 #include "TH1F.h"
15 #include "TFile.h"
16 #include "TString.h"
17 #include "TTree.h"
18 #include "TMath.h"
19 #include "TArrow.h"
20 #include "TStyle.h"
21 #include "TColor.h"
22 #include "TPavesText.h"
23 #include "THStack.h"
24 #include "TVirtualPad.h"
25 #include "TLatex.h"
26 #include "TF1.h"
27 #include <TPaveStats.h>
28 #include <iostream>
29 #include <string>
30
31
32 #define C 299792458.0 //velocidad de la luz metros/segundos
33 #define Kmass 493.677 // masa del kaon MeV/C^2
34 #define NKmomentum 75.0 // momento nominal del haz de kaones aprox GeV/C
35
36 Double_t LifeTimeFunction(Double_t *x, Double_t *parametro){
37     //parametro [0] es la normalización (cantidad de kaones iniciales a un cierto Z)
38     //parametro [1] es el tiempo de vida ns
39     //parametro [2] es el momento del kaon MeV/C
40     //parametro [3] es el desfase en Z metros
41     return ( parametro [0] * exp(-(x[0] - parametro [3]) / ( parametro [1] / 1E9 * ( parametro [2] / Kmass) * C )) );
42 }
43
44 void ZVertexCorrected(){
45     /*Clonado de Histogramas */
46     TH1F *TrueZVertex [3];
47     TrueZVertex [0] = (TH1F*)
48     ( TFile :: Open (" ./RootsM/k3pi9001.root ") -> GetDirectory (" Lifetime ") ->
49     Get (" EndPosK ") -> Clone (" TrueZVertexK3pi ")); //k3pi True Zvertex
50     TrueZVertex [1] = (TH1F*)
51     ( TFile :: Open (" ./RootsM/k2pi9001.root ") -> GetDirectory (" Lifetime ") ->
52     Get (" EndPosK ") -> Clone (" TrueZVertexK2pi ")); //k2pi True Zvertex
53     TrueZVertex [2] = (TH1F*)
54     ( TFile :: Open (" ./RootsM/ku29001.root ") -> GetDirectory (" Lifetime ") ->
55     Get (" EndPosK ") -> Clone (" TrueZVertexKmu2 ")); //kmu2 True Zvertex
56
57     TH1F *ZVertex [3];
58     ZVertex [0] = (TH1F*)
59     ( TFile :: Open (" ./RootsM/k3pi9001.root ") -> GetDirectory (" Lifetime ") ->
60     Get (" K3piZvertexB ") -> Clone (" ZVertexK3pi ")); //k3pi Zvertex
61     ZVertex [1] = (TH1F*)
62     ( TFile :: Open (" ./RootsM/k2pi9001.root ") -> GetDirectory (" Lifetime ") ->
63     Get (" K2piZvertexB ") -> Clone (" ZVertexK2pi ")); //k2pi Zvertex
64     ZVertex [2] = (TH1F*)
65     ( TFile :: Open (" ./RootsM/ku29001.root ") -> GetDirectory (" Lifetime ") ->
66     Get (" Kmu2Zvertex ") -> Clone (" ZVertexKmu2 ")); //kmu2 Zvertex
```

```

67 TH1F *ZVertexExpCorrected [3];
68 ZVertexExpCorrected [0] = (TH1F*)
69 (TFile::Open("./RootsM/Exp9001.root")->GetDirectory("Lifetime")->
70 Get("K3piZvertexB")->Clone("ZVertexK3pi")); //k3pi Zvertex Exp
71 ZVertexExpCorrected [1] = (TH1F*)
72 (TFile::Open("./RootsM/Exp9001.root")->GetDirectory("Lifetime")->
73 Get("K2piZvertexB")->Clone("ZVertexK2pi")); //k2pi Zvertex Exp
74 ZVertexExpCorrected [2] = (TH1F*)
75 (TFile::Open("./RootsM/Exp9001.root")->GetDirectory("Lifetime")->
76 Get("Kmu2Zvertex")->Clone("ZVertexKmu2")); //kmu2 Zvertex Exp
77
78 TH1F* AllMC = (TH1F*)
79 (TFile::Open("./RootsM/All9001MC.root")->GetDirectory("Lifetime")->Get("MCMom"));
80 /*Nombres Histogramas*/
81 const char Titulo0 []={"Corrected ZVertex K3\\pi; Z[m]; Cantidad de eventos /[0.5m]"};
82 const char Titulo1 []={"Corrected ZVertex K2\\pi; Z[m]; Cantidad de eventos /[0.5m]"};
83 const char Titulo2 []={"Corrected ZVertex K\\mu2; Z[m]; Cantidad de eventos /[0.5m]"};
84
85 const char Titulo3 []={"Aceptancia K3\\pi"};
86 const char Titulo4 []={"Aceptancia K2\\pi"};
87 const char Titulo5 []={"Aceptancia K\\mu2"};
88
89 char TituloFit0 []={"FitK3pi"};
90 char TituloFit1 []={"FitK2pi"};
91 char TituloFit2 []={"Fitmu2"};
92
93
94
95 Double_t Zi [3]={118.,135.5,120.};
96 Double_t Zf [3]={135.,152.5,128.};
97
98 Double_t Maximos [3]={600E3,1100E3,3500E3};
99 Double_t Minimos [3]={200E3,900E3,2500E3};
100
101 Double_t MomentoNominal = AllMC->GetMean();
102
103 /*Histogramas de Aceptancias*/
104 TH1F *Aceptancia [3];
105 for(int i= 0; i < 3 ; i++){
106     ZVertex [i]->Sumw2();
107     TrueZVertex [i]->Sumw2();
108     if(i == 0)
109         Aceptancia [i] = (TH1F*)ZVertex [i]->Clone(Titulo3);
110     else if( i == 1)
111         Aceptancia [i] = (TH1F*)ZVertex [i]->Clone(Titulo4);
112     else
113         Aceptancia [i] = (TH1F*)ZVertex [i]->Clone(Titulo5);
114     Aceptancia [i]->Divide(Aceptancia [i] , TrueZVertex [i] ,1. ,1. , "B");
115 }
116
117 /*Correccion de histogramas Experimento*/
118 for(int i= 0 ; i<3; i++){
119     ZVertexExpCorrected [i]->Divide(Aceptancia [i]);
120 }
121
122 /*Fits a los histogramas*/
123 TF1* Fits [3];
124 for(int i=0; i<3;i++){
125     if(i ==0)
126         Fits [i]= new TF1(TituloFit0 , LifeTimeFunction , Zi [i] , Zf [i] ,4);
127     else if(i==1)
128         Fits [i]= new TF1(TituloFit1 , LifeTimeFunction , Zi [i] , Zf [i] ,4);
129     else
130         Fits [i]= new TF1(TituloFit2 , LifeTimeFunction , Zi [i] , Zf [i] ,4);
131
132     Fits [i]->SetParNames("N_{0}" , "\\tau [ns]" , "Momento Kaon [MeV]" , "Zi [m]");
133     Fits [i]->FixParameter(2, MomentoNominal);
134     Fits [i]->FixParameter(3, Zi [i]);
135     Fits [i]->SetParameter(0, ZVertexExpCorrected [i]->GetBinContent((Zi [i] -100.)/0.5+1));
136     Fits [i]->SetParameter(1,12);
137
138     ZVertexExpCorrected [i]->Fit(Fits [i] , "R");
139 }
140

```

```

141 // Creacion de archivo de trabajo .root
142 TFile *Aceptancias = new TFile("ZVertex.root", "RECREATE");
143 Aceptancias->cd();
144
145 TCanvas *Canvas = new TCanvas("Canvas");
146 Canvas->Print("ZVertex.pdf");
147
148
149 /*Dibujado ZVertex Corregido*/
150 for(int i= 0; i< 3; i++){
151     Canvas->Clear();
152     ZVertexExpCorrected[i]->Draw("E0");
153     if(i==0)
154         ZVertexExpCorrected[i]->SetTitle(Titulo0);
155     else if (i==1)
156         ZVertexExpCorrected[i]->SetTitle(Titulo1);
157     else
158         ZVertexExpCorrected[i]->SetTitle(Titulo2);
159     ZVertexExpCorrected[i]->SetMaximum(Maximos[i]);
160     ZVertexExpCorrected[i]->SetMinimum(Minimos[i]);
161     gStyle->SetOptFit(1112);
162     Canvas->Modified(); Canvas->Update();
163     Canvas->Print("ZVertex.pdf");
164 }
165
166 Canvas->Print("ZVertex.pdf");
167
168 delete Canvas;
169 delete Aceptancias;
170 }

```

B. Programa empleado para la obtención de las distribuciones de similitud

El presente programa fue empleado para obtener las distribuciones de similitud empleando archivos .root de Monte Carlo y del experimento.

```
172 /*
173  * Name:      Similitud.cpp
174  * Autor:     Jurgen Engelfried , Akbar Diaz
175  * Date:      octubre del 2022
176  * Description:
177  */
178
179 #include "RtypesCore.h"
180 #include "TCanvas.h"
181 #include "TPad.h"
182 #include "TLegend.h"
183 #include "TROOT.h"
184 #include "TGraphErrors.h"
185 #include "TH1F.h"
186 #include "TFile.h"
187 #include "TString.h"
188 #include "TTree.h"
189 #include "TMath.h"
190 #include "TArrow.h"
191 #include "TStyle.h"
192 #include "TColor.h"
193 #include "TPavesText.h"
194 #include "THStack.h"
195 #include "TVirtualPad.h"
196 #include "TLatex.h"
197 #include <TPaveStats.h>
198 #include <iostream>
199
200 void Similitud(){
201 /*Clonado de Histogramas */
202 //Histograma con MC no Overlay
203 TH1F* ZVertexMCNoovKmu2 = (TH1F*)(TFile::Open("./RootsM/ku2AllGroups.root"))
204 ->GetDirectory("Lifetime")->Get("Kmu2Zvertex")->Clone("ZVertexMCNoovKmu2"));
205 //Histograma con Datos del experimento.
206 TH1F* ZVertexExpKmu2 = (TH1F*)(TFile::Open("./RootsM/ExpAllGroups.root"))
207 ->GetDirectory("Lifetime")->Get("Kmu2Zvertex")->Clone("ZVertexExpKmu2"));
208 //Histograma con MC Overlay
209 TH1F* ZVertexMCOvKmu2 = (TH1F*)(TFile::Open("./RootsM/ku29001.root"))
210 ->GetDirectory("Lifetime")->Get("Kmu2Zvertex")->Clone("ZVertexMCOvKmu2"));
211 //Histograma con Datos del experimento.
212 TH1F* ZVertexExp9001Kmu2 = (TH1F*)(TFile::Open("./RootsM/Exp9001.root"))
213 ->GetDirectory("Lifetime")->Get("Kmu2Zvertex")->Clone("ZVertexExp9001Kmu2"));
214
215 /*Poniendo Errores A Los Histogramas*/
216 ZVertexMCNoovKmu2->Sumw2();
217 ZVertexExpKmu2->Sumw2();
218 ZVertexMCOvKmu2->Sumw2();
219 ZVertexExp9001Kmu2->Sumw2();
220
221 /*Creacion archivo de salida*/
222 TFile* GraficasTesis = new TFile("GraficasTesis.root", "RECREATE");
223 GraficasTesis->cd();
224
225 /*Creacion de Canvas*/
226 TCanvas* Canvas = new TCanvas("Canvas");
227 Canvas->Modified(); Canvas->Update();
228
229 /*Creacion de los Pads*/
230 TPad* PadSuperiorNoOverlay =
231 new TPad("PadSuperiorNoOverlay", "tituloSuperior", 0.02, 2./5., 0.5-0.01, 1.-0.02);
232 PadSuperiorNoOverlay->Draw();
233 TPad* PadInferiorNoOverlay =
234 new TPad("PadInferiorNoOverlay", "tituloInferior", 0.02, 0.02, 0.5-0.01, 2./5.);
235 PadInferiorNoOverlay->Draw();
236 TPad* PadSuperiorOverlay =
237 new TPad("PadSuperiorOverlay", "tituloSuperior", 0.5+0.01, 2./5., 1.-0.02, 1.-0.02);
238 PadSuperiorOverlay->Draw();
```

```

239 TPad* PadInferiooOverlay =
240 new TPad("PadInferiooOverlay", "tituloInferior", 0.5+0.01, 0.02, 1. -0.02, 2./5.);
241 PadInferiooOverlay->Draw();
242 Canvas->Modified(); Canvas->Update();
243 Canvas->Print("SimilitudKmu2.pdf");
244
245 /*Normalizacion de Histogramas*/
246 ZVertexMCNoovKmu2->Scale(1./ZVertexMCNoovKmu2->Integral());
247 ZVertexExpKmu2->Scale(1./ZVertexExpKmu2->Integral());
248 ZVertexMCOvKmu2->Scale(1./ZVertexMCOvKmu2->Integral());
249 ZVertexExp9001Kmu2->Scale(1./ZVertexExp9001Kmu2->Integral());
250
251 /*Creacion de Histogramas de Similitud*/;
252 TH1F* SimilitudKmu2Noov = (TH1F*)(ZVertexMCNoovKmu2->Clone("SimilitudKmu2Noov"));
253 SimilitudKmu2Noov->Sumw2();
254 SimilitudKmu2Noov->Divide(ZVertexExpKmu2);
255
256 TH1F* SimilitudKmu2Ov = (TH1F*)(ZVertexMCOvKmu2->Clone("SimilitudKmu2Ov"));
257 SimilitudKmu2Ov->Sumw2();
258 SimilitudKmu2Ov->Divide(ZVertexExp9001Kmu2);
259
260 /*Caracterizticas Visuales de histograma de Similitud*/
261 SimilitudKmu2Noov->
262 SetTitle("Similitud entre Experimento y Monte Carlo NoOverlay.;
263 Z[m]; (Monte Carlo/Experimento) / [0.5m]");
264 SimilitudKmu2Noov->SetMaximum(1.06);
265 SimilitudKmu2Noov->SetMinimum(0.945);
266
267 SimilitudKmu2Noov->SetTitleSize(0.06, "Y");
268 SimilitudKmu2Noov->SetTitleSize(0.06, "X");
269 SimilitudKmu2Noov->GetYaxis()->SetTitleOffset(0.9);
270 SimilitudKmu2Noov->GetXaxis()->SetTitleOffset(0.8);
271 SimilitudKmu2Noov->GetYaxis()->SetLabelSize(0.05);
272 SimilitudKmu2Noov->GetXaxis()->SetLabelSize(0.05);
273 SimilitudKmu2Noov->SetLineColor(kBlack);
274
275 /*Dibujado de Histogramas MC NOOV K2pi*/
276 THStack *StackNoovKmu2=
277 new THStack("StackNoovKmu2", "ZVertex para K\mu2 ; Z[m]; Cantidad de Eventos / [0.5m]");
278 ZVertexMCNoovKmu2->SetLineColor(kRed);
279 ZVertexExpKmu2->SetLineColor(kBlue);
280
281 TLegend* LeyendaKmu2 = new TLegend(0.12, 0.15, 0.45, 0.33);
282 LeyendaKmu2->AddEntry(ZVertexExpKmu2, "Datos Experimento", "l");
283 LeyendaKmu2->AddEntry(ZVertexMCNoovKmu2, "Datos Monte Carlo No Overlay", "l");
284 LeyendaKmu2->SetTextSize(0.0252);
285 LeyendaKmu2->SetX2(0.5);
286
287 PadSuperiorNoOverlay->cd();
288 StackNoovKmu2->Add(ZVertexMCNoovKmu2, "HIST E1");
289 StackNoovKmu2->Add(ZVertexExpKmu2, "HIST E1");
290 StackNoovKmu2->Draw("NOSTACK");
291 StackNoovKmu2->GetYaxis()->SetMaxDigits(3);
292 LeyendaKmu2->Draw();
293 PadSuperiorNoOverlay->Modified(); PadSuperiorNoOverlay->Update();
294
295 PadInferiorNoOverlay->cd();
296 SimilitudKmu2Noov->Draw("P E");
297 PadInferiorNoOverlay->Modified(); PadInferiorNoOverlay->Update();
298
299 TPaveStats *StatBoxSimilitudKmu2Noov = (TPaveStats*)SimilitudKmu2Noov->FindObject("stats");
300 StatBoxSimilitudKmu2Noov->SetName("StatsKmu2");
301
302 float MediaY = 0, error = 0, STDY = 0, count = 0;
303 for(int i=1; i<=SimilitudKmu2Noov->GetNbinsX(); i++){
304     if(SimilitudKmu2Noov->GetBinError(i)!=0){
305         error += 1./SimilitudKmu2Noov->GetBinError(i);
306         MediaY += SimilitudKmu2Noov->GetBinContent(i)/SimilitudKmu2Noov->GetBinError(i);
307         count++;
308     }
309 }
310
311 MediaY *= 1/error;
312

```

```

313 for(int i=1;i<=SimilitudKmu2Noov->GetNbinsX() ;i++){
314     if (SimilitudKmu2Noov->GetBinError(i)!=0){
315         STDY +=
316             (SimilitudKmu2Noov->GetBinError(i)/error)*
317             TMath::Power(SimilitudKmu2Noov->GetBinContent(i)-MediaY,2.);
318     }
319 }
320 STDY *= count/(count-1);
321 STDY = sqrt(STDY);
322
323 TLatex * PromedioY = new TLatex(0,0,Form("Media Similitud = %f",MediaY));
324 PromedioY ->SetTextFont(42);
325 PromedioY ->SetTextSize(0);
326 PromedioY ->SetTextColor(kBlack);
327
328 TLatex * TSTDY = new TLatex(0,0,Form("Std Similitud= %f",STDY));
329 TSTDY ->SetTextFont(42);
330 TSTDY ->SetTextSize(0);
331 TSTDY ->SetTextColor(kBlack);
332
333 StatBoxSimilitudKmu2Noov->GetListOfLines()->Add(PromedioY);
334 StatBoxSimilitudKmu2Noov->GetListOfLines()->Add(TSTDY);
335 StatBoxSimilitudKmu2Noov->GetListOfLines()->
336 Remove(StatBoxSimilitudKmu2Noov->GetLineWith("Mean"));
337 StatBoxSimilitudKmu2Noov->GetListOfLines()->
338 Remove(StatBoxSimilitudKmu2Noov->GetLineWith("Std Dev"));
339 StatBoxSimilitudKmu2Noov->Draw();
340 StatBoxSimilitudKmu2Noov->SetX1(110);
341 StatBoxSimilitudKmu2Noov->SetX2(140);
342 StatBoxSimilitudKmu2Noov->SetY1(1.02);
343 StatBoxSimilitudKmu2Noov->SetY2(1.04);
344 SimilitudKmu2Noov->SetStats(0);
345 PadInferiorNoOverlay->Modified(); PadInferiorNoOverlay->Update();
346
347 /*Dibujado de Histogramas MC OV K2pi*/
348 /*Caracterizticas Visuales de histograma de Similitud*/
349 SimilitudKmu2Ov->
350 SetTitle("Similitud entre Experimento y Monte Carlo Overlay.;
351 Z[m]; (Monte Carlo/Experimento) / [0.5m]");
352 SimilitudKmu2Ov->SetMaximum(1.06);
353 SimilitudKmu2Ov->SetMinimum(0.945);
354
355 SimilitudKmu2Ov->SetTitleSize(0.06,"Y");
356 SimilitudKmu2Ov->SetTitleSize(0.06,"X");
357 SimilitudKmu2Ov->GetYaxis()->SetTitleOffset(0.9);
358 SimilitudKmu2Ov->GetXaxis()->SetTitleOffset(0.8);
359 SimilitudKmu2Ov->GetYaxis()->SetLabelSize(0.05);
360 SimilitudKmu2Ov->GetXaxis()->SetLabelSize(0.05);
361 SimilitudKmu2Ov->SetLineColor(kBlack);
362
363 /*Dibujado de Histogramas MC NOOV K2pi*/
364 THStack *StackOvKmu2=new THStack("StackOvKmu2","ZVertex para K\\mu2 ;
365 Z[m]; Cantidad de Eventos / [0.5m]");
366 ZVertexMCOvKmu2->SetLineColor(kRed);
367 ZVertexExp9001Kmu2->SetLineColor(kBlue);
368
369 TLegend* LeyendaKmu2Overlay = new TLegend(0.12,0.15,0.45,0.33);
370 LeyendaKmu2Overlay->AddEntry(ZVertexExp9001Kmu2,"Datos Experimento", "I");
371 LeyendaKmu2Overlay->AddEntry(ZVertexMCOvKmu2,"Datos Monte Carlo Overlay","I");
372 LeyendaKmu2Overlay->SetTextSize(0.0252);
373
374 PadSuperiorOverlay->cd();
375 StackOvKmu2->Add(ZVertexMCOvKmu2,"HIST E1");
376 StackOvKmu2->Add(ZVertexExp9001Kmu2,"HIST E1");
377 StackOvKmu2->Draw("NOSTACK");
378 StackOvKmu2->GetYaxis()->SetMaxDigits(3);
379 LeyendaKmu2Overlay->Draw();
380 PadSuperiorOverlay->Modified(); PadSuperiorOverlay->Update();
381
382 PadInferiooOverlay->cd();
383 SimilitudKmu2Ov->Draw("P E");
384 PadInferiooOverlay->Modified(); PadInferiooOverlay->Update();
385
386 TPaveStats *StatBoxSimilitudKmu2Ov = (TPaveStats*)SimilitudKmu2Ov->FindObject("stats");

```

```

387 StatBoxSimilitudKmu2Ov->SetName("StatsKmu2");
388
389 MediaY = 0; error =0;STDY = 0; count =0;
390 for(int i=1;i<=SimilitudKmu2Ov->GetNbinsX() ;i++){
391     if(SimilitudKmu2Ov->GetBinError(i)!=0){
392         error += 1./SimilitudKmu2Ov->GetBinError(i);
393         MediaY+=SimilitudKmu2Ov->GetBinContent(i)/SimilitudKmu2Ov->GetBinError(i);
394         count++;
395     }
396 }
397
398 MediaY *= 1/error;
399
400 for(int i=1;i<=SimilitudKmu2Ov->GetNbinsX() ;i++){
401     if(SimilitudKmu2Ov->GetBinError(i)!=0){
402         STDY += (SimilitudKmu2Ov->GetBinError(i)/error)*
403             TMath::Power(SimilitudKmu2Ov->GetBinContent(i)-MediaY,2.);
404     }
405 }
406 STDY *= count/(count-1);
407 STDY = sqrt(STDY);
408
409 TLatex * PromedioY2 = new TLatex(0,0,Form("Media Similitud = %f",MediaY));
410 PromedioY2 ->SetTextFont(42);
411 PromedioY2 ->SetTextSize(0);
412 PromedioY2 ->SetTextColor(kBlack);
413
414 TLatex * TSTDY2 = new TLatex(0,0,Form("Std Similitud= %f",STDY));
415 TSTDY2 ->SetTextFont(42);
416 TSTDY2 ->SetTextSize(0);
417 TSTDY2 ->SetTextColor(kBlack);
418
419 StatBoxSimilitudKmu2Ov->GetListOfLines()->Add(PromedioY2);
420 StatBoxSimilitudKmu2Ov->GetListOfLines()->Add(TSTDY2);
421 StatBoxSimilitudKmu2Ov->GetListOfLines()->
422 Remove(StatBoxSimilitudKmu2Ov->GetLineWith("Mean"));
423 StatBoxSimilitudKmu2Ov->GetListOfLines()->
424 Remove(StatBoxSimilitudKmu2Ov->GetLineWith("Std Dev"));
425 StatBoxSimilitudKmu2Ov->Draw();
426 StatBoxSimilitudKmu2Ov->SetX1(110);
427 StatBoxSimilitudKmu2Ov->SetX2(140);
428 StatBoxSimilitudKmu2Ov->SetY1(1.02);
429 StatBoxSimilitudKmu2Ov->SetY2(1.04);
430 SimilitudKmu2Ov->SetStats(0);
431 PadInferiooOverlay->Modified(); PadInferiooOverlay->Update();
432
433
434
435 Canvas->Modified(); Canvas->Update();
436 Canvas->Print("SimilitudKmu2.pdf");
437 Canvas->Print("SimilitudKmu2.pdf");
438
439 delete PadSuperiorNoOverlay;
440 delete PadInferiorNoOverlay;
441 delete PadSuperiorOverlay;
442 delete PadInferiooOverlay;
443 delete Canvas;
444 delete GraficasTesis;
445 }

```

Referencias

- [1] A.M. Boyarski et al. “Study of the K^+ Decay”. En: *Phys.Rev.* (1962). DOI: 10.1103/PhysRev.128.2398.
- [2] R.J. Ott y T.W. Pritchard. “Precise Measurement of the K^+ Lifetime.” En: *Physical Review D* (1971). DOI: 10.1103/PhysRevD.3.52.
- [3] Ambrosino F. et al. “Measurement of the charged kaon lifetime with the KLOE detector”. En: *Journal of High Energy Physics* (2008). DOI: 10.1088/1126-6708/2008/01/073.
- [4] M. Segura y J. Engelfried. *Estudio para determinar el tiempo de vida del K^+* . UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE SAN LUIS POTOSÍ, 2022.
- [5] Wolfgang Demtröder. *Atoms, Molecules and Photons An Introduction to Atomic-, Molecular- and Quantum Physics*. Springer Berlin, Heidelberg, 2019.
- [6] *Carriers of negative electricity*. 1906. URL: <https://www.nobelprize.org/uploads/2018/06/thomson-lecture.pdf>.
- [7] H. Geiger y E. Marsden. “On a Diffuse Reflection of the alpha-Particles”. En: *The Royal Society* (1909).
- [8] E. Rutherford. “Collision of a Particles with Light Atoms. IV. An Anomalous Effect in Nitrogen.” En: *Philosophical Magazine* (1919). DOI: 10.1080/14786431003659230.
- [9] Laurie M. Brown. “The idea of the neutrino”. En: *Physics Today* (). DOI: 10.1063/1.2995181.
- [10] E. Fermi. “Versuch einer Theorie der p -Strahlen.” En: (1934). DOI: 10.1007/BF01351864.
- [11] CERN press office. *CERN experiments observe particle consistent with long-sought Higgs boson*. 2012. URL: <https://web.archive.org/web/20120705215550/http://press.web.cern.ch/press/PressReleases/Releases2012/PR17.12E.html>.
- [12] R.L. Workman et al.(Particle Data Group). *GAUGE AND HIGGS BOSONS*. 2022. URL: https://pdg.lbl.gov/2022/tables/contents_tables.html.
- [13] Robert Mann. “An Introduction To Particle Physics and the Standard Model”. En: 1.^a ed. Taylor y Francis Group, 2009. Cap. 1, pág. 16.
- [14] Robert Mann. “An Introduction To Particle Physics and the Standard Model”. En: 1.^a ed. Taylor y Francis Group, 2009. Cap. 1, pág. 20.
- [15] R.L. Workman et al. (Particle Data Group). *Meson Summary Table*. 2022. URL: <https://pdg.lbl.gov/2022/tables/rpp2022-qtab-mesons.pdf>.
- [16] Robert Mann. “An Introduction To Particle Physics and the Standard Model”. En: 1.^a ed. Taylor y Francis Group, 2009. Cap. 16, pág. 292.
- [17] F.J. HASERT, Aachen y Tech. Hochsch. “Observation of Neutrino Like Interactions Without Muon Or Electron in the Gargamelle Neutrino Experiment”. En: *Phys.Lett.B 46 (1973) 138-140* (1973). DOI: 10.1016/0370-2693(73)90499-1.
- [18] C. S. Wu et al. “Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay”. En: *American Physical Society* (1957). DOI: 10.1103/PhysRev.105.1413.
- [19] J. H. Christenson et al. “Evidence for the 2π Decay of the K_0^2 Meson”. En: *Phys. Rev* (1964). DOI: 10.1103/PhysRevLett.13.138.
- [20] Nicola Cabibbo. “UNITARY SYMMETRY AND LEPTONIC DECAYS”. En: *Physical Review Letters* (1963). DOI: 10.1103/PhysRevLett.10.531.
- [21] S. L. Glashow, J. Iliopoulos y L. Maiani. “Weak Interactions with Lepton-Hadron Symmetry*”. En: *Physics Review D*. (1970). DOI: 10.1103/PhysRevD.2.1285.
- [22] M. Kobayashi y T. Maskawa. “CP-Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction”. En: *Progress of Theoretical Physics* (1972). DOI: 10.1143/PTP.49.652.
- [23] Z. Ligeti (LBNL) A. Ceccucci (CERN) e Y. Sakai (KEK). (Particle Data Group). *CKM Quark-Mixing Matrix*. 2022. URL: <https://pdg.lbl.gov/2023/reviews/rpp2022-rev-ckm-matrix.pdf>.
- [24] V. F. Ezhov et al. “Measurement of the Neutron Lifetime with Ultracold Neutrons Stored in a Magneto-Gravitational Trap”. En: *ETP Letter* (2018). DOI: 10.1134/S0021364018110024.
- [25] C. L. Cowan et al. “Detection of the Free Neutrino : a Confirmation”. En: *Science* (1956). DOI: 10.1126/science.124.3212.10.
- [26] Ulrich E. Schröder. “Special Relativity”. En: 1.^a ed. World Scientific, 1990. Cap. 5, pág. 110.

- [27] G. Fontaine, B. Degrange y P. Fleury. “Tracking Louis Leprince-Ringuet’sto cosmic-ray physics”. En: *Physics Today* (2013). DOI: 10.1063/PT.3.1989.
- [28] Fabienne Landua. “The CERN accelerator complex layout in 2022. Complexe des accélérateurs du CERN en janvier 2022”. En: (2022). General Photo. URL: <https://cds.cern.ch/record/2813716>.
- [29] Eduardo Cortina Gil et al. “The Beam and detector of the NA62 experiment at CERN”. En: *JINST* 12.05 (2017), P05025. DOI: 10.1088/1748-0221/12/05/P05025. arXiv: 1703.08501 [physics.ins-det].
- [30] *NA62Framework*. 2020. URL: <https://na62-sw.web.cern.ch>.
- [31] Paolo Fornasini. *The Uncertainty in Physical Measurements*. Springer New York, NY, 2010. DOI: <https://doi.org/10.1007/978-0-387-78650-6>.