



Universidad de Guanajuato

División de Ciencias e Ingeniería, Maestría en Física

**Estudio del background en vértices con dos tracks producido por el
decaimiento $K3\pi$ en CERN-NA62**

T E S I S

que para optar por el grado de

Maestro en Física

Presenta:

Carlos Alfredo Rico Olvera

Asesor:

Dr. Marco Antonio Reyes Santos

León, Guanajuato. Diciembre 2025

Esta tesis está dedicada mi madre, Elvira Rico Olvera, gracias por todo tu apoyo mamá

Agradecimientos

Quiero agradecer profundamente a mi asesor, el Dr. Marco Antonio Reyes Santos, quién dirigió y coordino los esfuerzos para llevar a cabo el presente trabajo. Gracias por su dedicación y por formar parte de mi formación profesional y académica. En ese mismo sentido agradezco al Dr. Jürgen Engelfried y al grupo de investigación en el IF-UASLP, quienes me proporcionaron una cuenta para acceder a los datos del experimento.

También quiero agradecer a mi Familia, mis padres, Elvira y Ricardo, a mis hermanos Karol y Bernardo, por todo su apoyo moral y económico que me han brindado estos años en los he estado estudiando fuera de casa. Sin ellos no podría haber realizado este trabajo. Gracias por estar siempre conmigo y apoyarme en la realización de mis sueños. Quisiera hacer una mención a mi novia, Mayra Ledesma, por estar siempre a mi lado, por motivarme a seguir adelante y por su apoyo incondicional.

Por último agradezco a la Secretaria de Ciencia, Humanidades, Tecnología e Innovación (Secihti) por el apoyo financiero otorgado a través de la Beca Nacional para estudios de Posgrado.

Índice general

1. Introducción	11
2. El experimento FNAL-E690	13
2.1. Estudio del sistema $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$	14
2.2. Estudios de dependencia cinemática en el sistema $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$	15
2.2.1. Estudio de la dependencia cinemática de la masa del π^-	16
2.3. Comentarios finales	25
3. El experimento CERN-NA62	27
3.1. Esquema del experimento	29
3.2. Identificación de partículas: KTAG y RICH	30
3.3. Medición de momento: GTK y STRAWS	31
3.4. Veto de fotones	32
3.5. Veto de Muones	33
3.6. Trigger System	34
3.7. Trabajo previo en el CERN-NA62 por colaboradores de la Universidad de Guanajuato	35
3.7.1. Tesis María José Fonseca: Producción de K_S^0	36
3.7.2. Tesis Ana Isabel Moreno Hernández: Producción de $\Lambda^0(1115)$ y $\bar{\Lambda}^0(1115)$	37
3.7.3. Tesis Kevin Alexander Rodríguez Rivera: Producción de K^{*0}	38
4. Análisis del background en vértices con dos tracks, producido por vértices con tres tracks	41
4.1. Decaimiento $K3\pi$ utilizando vértices con 3 tracks	41
4.2. El decaimiento $K3\pi$ como background en eventos con 2 Tracks	52
4.3. El decaimiento $K3\pi$ como background para eventos donde se producen K_S^0 's	56
4.4. El decaimiento $K3\pi$ como background para eventos donde se producen Λ^0 's	60
4.5. El decaimiento $K3\pi$ como background para eventos donde se producen K^{*0} 's	63
5. Monte Carlo del decaimiento $K3\pi$	67
5.1. Vértices con tres tracks en el MC $K3\pi$	67
5.2. Vértices con dos tracks en el MC $K3\pi$	70
6. Complementos y Conclusiones	73
6.1. MM2 usando el valor real del momento del haz	73
6.2. MM2 usando diferentes haces	74
6.3. Scatter Plots: Datos vs. Monte Carlo	76
6.4. Conclusiones finales	77

Índice de figuras

2.1. El dispositivo experimental del FNAL-E690. Sobresale el magneto, dentro de cuyo campo se encuentran las cámaras de alambre utilizadas para seguir las trayectorias de las partículas.	13
2.2. a) Distribuciones de las colisiones con el blanco fijo. b) Distribución MM2 para la reconstrucción del protón del blanco. c) Sistema $K_S^0 K^+ \pi^-$, y d) sistema $K_S^0 K^- \pi^+$	15
2.3. Distribución de masa invariante $M(K_S^0 \pi^+)$. Se aprecia un pico claro alrededor de la masa del pión $0.139 \text{ GeV}/c^2$	16
2.4. Distribución de la magnitud de momento del K_S (superior izquierda), distribución de la componente z del K_S (superior derecha), distribución de la componente transversal del momento del K_S (inferior izquierda) y distribución angular entre K_S y la línea del haz (inferior derecha).	17
2.5. Distribución de $M(K_S \pi^+)$ en diferentes bins de momento del K_S	19
2.6. Distribución de $M(K_S \pi^+)$ en diferentes bins de momento en la componente longitudinal del K_S	20
2.7. Distribución de $M(K_S \pi^+)$ en diferentes bins en la componente Transversal de momento del K_S	21
2.8. Distribución de $M(K_S \pi^+)$ en diferentes bins de la distribución angular entre K_S y la línea del haz.	22
2.9. Dependencia de la masa invariante del pión perdido π_{miss} respecto al momento y sus componentes del K_S y al ángulo entre el K_S y el primer pión.	24
2.10. Desviación estándar en la dependencia de la masa invariante respecto a cada variable cinemática	25
3.1. El experimento CERN-NA62 en su etapa de construcción.	27
3.2. Esquema del experimento CERN-NA62. Nótese la diferencia entre las escalas horizontal y vertical.	29
3.3. Identificación de partículas	30
3.4. Espectrómetros involucrados en la medición de momento en NA62	31
3.5. Sistema de veto de fotones en el experimento NA62	32
3.6. Sistema de veto de muones en el experimento NA62	33
3.7. Sistema Trigger en NA62	34
3.8. Masa invariante con tres restricciones aplicadas: $t < 2 \text{ ns}$, $D > 0 \text{ mm}$ y $P_z \leq 78 \text{ GeV}/c$	36
3.9. Masa invariante de $p^+ \pi^-$ con todos los cortes cinemáticos y con ajuste	37
3.10. Distribución de masa invariante $M(K^+ \pi^-)$ con ajuste	38
4.1. Distribución de masa invariante de tres tracks, suponiendo que todos son piones, $M(\pi^+ \pi^- \pi^+)$	42
4.2. Masa invariante de tres piones, ajustada con una gaussiana.	43
4.3. MM2 del pión faltante en $K3\pi$ para vértices con tres tracks y un haz incidente de $75 \hat{z} \text{ GeV}/c$	44
4.4. MM2 del pión faltante en $K3\pi$ para vértices con tres tracks, suponiendo un haz incidente de $75 \text{ GeV}/c$ en la dirección \hat{z} y que la carga del del no incluido fuera positiva.	45
4.5. MM2 del pión faltante en $K3\pi$ para vértices con tres tracks, suponiendo un haz incidente de $75 \text{ GeV}/c$ en la dirección \hat{z} y que el KTag identificara al haz como un K^+	45
4.6. Distribuciones de momento del haz incidente usando eventos con 3 tracks.	46
4.7. Ajuste en las distribuciones de momento del haz incidente usando eventos con 3 tracks	47
4.8. Distribución de la energía perdida, calculada con el MM2, suponiendo un pión perdido en el decaimiento $K3\pi$, usando el valor real de momento del haz incidente como la suma de los momentos de los piones. Se ajustó el pico usando una gaussiana.	48
4.9. Distribución de masa invariante perdida en el decaimiento $K3\pi$ en eventos con 3 tracks, quitando uno de los piones separado las contribuciones de acuerdo a la identificación del haz por el KTAG.	49
4.10. Distribución de MM2 del tercer pión en el decaimiento $K3\pi$ en eventos con 3 tracks para todos los tipos de haz	50
4.11. MM2 del pión faltante en $K3\pi$, para eventos con dos tracks	52

4.12. Distribución de MM2 para eventos con dos tracks, usando el valor promedio del momento del haz incidente.	54
4.13. Distribución $MM2(K\pi\pi)$ en eventos con dos tracks y con el valor promedio del haz incidente, con la ventanda ampliada.	55
4.14. Distribución de MM2 para el decaimiento $K3\pi$ con dos tracks (arriba izquierda), junto con la distribución global de $M(\pi\pi)$ (arriba derecha) y las correspondientes distribuciones en las regiones entre las flechas indicadas: zona del pico del pion (background decae muy rápido), región intermedia (espectro difuso), zona cercana a cero (pico ancho) y región negativa (pico claro de K_S^0).	56
4.15. Distribución de $M(\pi^+\pi^-)$ para todos los eventos con MM2 en la región $\in (-\infty, -9000]$ (negro) y el background del resto de MM2 (azul).	58
4.16. Distribución de $M(\pi^+\pi^-)$ para todos los eventos seleccionados con los cortes que María José introdujo en su tesis de Maestría (panel superior, en negro). En el panel inferior se muestran los mismos datos pero ahora añadiendo el corte de $MM2 < -9000 \text{ MeV}^2/c^4$, después de un ajuste el valor de la masa que obtuvimos fue $M_{K_S} = 497.3625 \pm 0.0089 \text{ MeV}/c^2$, muy cercano a la masa del K_S^0 reportada en el PDG [1]. Se aprecia la disminución de background, y lo que queda del mismo ahora tiene una forma más suave que en el panel superior. Por comparación, se añadió en el parte superior en azul el background eliminado con nuestro corte.	59
4.17. Distribución de MM2 para el decaimiento $K3\pi$ con dos tracks (arriba izquierda), junto con la distribución global de $M(p\pi)$ (arriba derecha) y las correspondientes distribuciones en las regiones indicadas entre flechas: pico del pion, región intermedia, zona cercana a cero, y región negativa.	60
4.18. Distribución de $M(p\pi)$ para todos los eventos con MM2 en la región $\in (-\infty, -3000]$ (negro) y el background del resto de MM2 (azul).	61
4.19. Distribución de $M(p\pi)$ con los cortes de ANA (negro) y el background que se genera con el corte sobre la distribución de $MM2 < -5000$ (azul). Abajo la señal más limpia después de los cortes. El ajuste muestra que el pico está centrado alrededor del valor $M_{\Lambda^0} = 1115.7106 \pm 0.0090 \text{ MeV}/c^2$, muy cercano a la masa del Λ^0 reportada en el PDG [1].	62
4.20. Distribución de MM2 para el decaimiento $K3\pi$ con dos tracks (arriba izquierda), junto con la distribución global de $M(K\pi)$ (arriba derecha) y las correspondientes distribuciones en las regiones indicadas por las flechas: pico del pion, región intermedia, zona cercana a cero y región negativa	63
4.21. Distribución de $M(k^+\pi^-)$ para todos los eventos con MM2 en la región $\in (-\infty, -3000]$ (negro) y el background del resto de MM2 (azul).	64
4.22. Distribución de $M(k^+\pi^-)$ para todos los eventos con corte en $MM2 < -3000$ y con los cortes de Kevin (negro), el background del resto de MM2 (azul). Abajo la señal más limpia después de los cortes	65
5.1. a) $M(\pi\pi\pi)$ datos. b) $M(\pi\pi\pi)$ Monte Carlo	67
5.2. a) $MM2$ datos. b) $MM2$ Monte Carlo, usando momento de $75 \hat{z} \text{ MeV}/c$	68
5.3. a) $MM2$ con carga positiva del track ignorado datos. b) $MM2$ con carga positiva del track ignorado MC. c) $MM2$ con identificación del haz incidente como kaones datos. d) $MM2$ con identificación del haz incidente como kaones MC. En todas usando momento de $75 \hat{z} \text{ MeV}/c$	68
5.4. a) Distribución de momento del haz incidente datos b) Distribución de momento del haz incidente MC	69
5.5. a) Distribución $M(K^+\pi^+\pi^-)$ datos b) Distribución $M(K^+\pi^+\pi^-)$ MC	69
5.6. a) Distribución $M(K^+\pi^+\pi^-)$ diferentes haces datos b) Distribución $M(K^+\pi^+\pi^-)$ diferentes MC	69
5.7. a) Distribución $MM2$ diferentes haces datos b) Distribución $MM2$ diferentes MC	70
5.8. a) Distribución $MM2$ datos b) Distribución $MM2$ MC, usando un haz incidente con momento de $75 \hat{z} \text{ MeV}/c$,	70
5.9. a) Distribución $MM2$ datos b) Distribución $MM2$ MC	71
5.10. a) Distribución $MM2$ y K_S^0 datos b) Distribución $MM2$ y K_S^0 MC	71
5.11. a) Distribución $MM2$ y Λ^0 datos b) Distribución $MM2$ y Λ^0 MC	72
5.12. a) Distribución $MM2$ y K^{*0} datos b) Distribución $MM2$ y K^{*0} MC	72
6.1. a) Distribución de MM2 para el decaimiento $K3\pi$ con dos tracks utilizando nuestra aproximación para el momento del haz incidente (en azul) vs el valor real del haz incidente (en negro). b) Scatter Plot de MM2 con nuestra aproximación del haz vs el haz medido por GTK	73
6.2. a) Distribución MM2 del pión perdido con haz incidente de $75 \hat{z} \text{ MeV}/c$ datos. b) Distribución MM2 del pión perdido con haz incidente de $75 \hat{z} \text{ MeV}/c$	74

6.3.	a) Scatter Plot MM2 con haz incidente de piones vs haz incidente de kaones. b) Scatter Plot MM2 con haz incidente de protones vs haz incidente de kaones	74
6.4.	Scatter plot de MM2 utilizando un haz incidente de piones vs un haz de protones	75
6.5.	Scatter Plots: Datos vs. Monte Carlo	76

Capítulo 1

Introducción

El experimento CERN-NA62 se ha dedicado al estudio de la reacción rara

$$K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}, \quad (1.0.1)$$

que tiene una razón de producción del orden de 10^{-10} , por lo que es muy difícil de medir, pero que es una reacción útil para el estudio de violación de CP.[2]

El Departamento de Física de la Universidad de Guanajuato, a través del trabajo del Dr. Marco A. Reyes, ha participado en NA62 desde el 2020, siendo el líder del grupo mexicano en NA62 el Dr. Jürgen Engelfried, del Instituto de Física de la Universidad Autónoma de San Luis Potosí, IFUASLP. En el 2022 se graduaron tres alumnos del programa de Maestría en Física de la DCI, coasesorados por ambos investigadores,

- Kevin A. Rodríguez Rivera, *Producción de K^{*0} en CERN-NA62*, el 2 de Febrero del 2022.[3]
- Ana I. Moreno Hernández, *Producción de Λ^0 y $\bar{\Lambda}^0$ en CERN-NA62*, el 16 de Diciembre del 2022.[4]
- María J. Fonseca Vázquez, *Producción de K_S^0 en CERN-NA62*, el 16 de Diciembre del 2022.[5]

En estas tesis, se utilizaron datos preseleccionados por el Dr. Engelfried, que contienen eventos con 2 ó 3 tracks. En el caso de 2 tracks, con una carga total cero, poniendo masas invariantes de piones, kaons o protones, se pueden estudiar la producción de K_S^0 's, K^{*0} 's, y Λ^0 's, como se hizo en esas tesis.

En esos trabajos, se supuso que un background importante para las producciones estudiadas es el decaimiento

$$K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \quad (1.0.2)$$

cuando uno de los piones positivos no es reconstruido por el espectrómetro. En este trabajo llamaremos a este decaimiento $K3\pi$. **En el presente trabajo, nos hemos propuesto estudiar esta aseveración, de que el background principal en estos decaimientos a dos tracks es debido al proceso $K3\pi$.**

Para realizar ese estudio, vamos a seguir utilizando los eventos con dos tracks, pero basados en lo que podamos aprender de los eventos de tres tracks, que proceden verdaderamente del proceso $K3\pi$.

Cabe señalar que aquí no estaremos utilizando eventos de Monte Carlo, que sería el camino típico a seguir en esta área de investigación, ya que queremos ver el background producido por tres tracks cuando solo podemos ver dos. Aunque esta empresa parece ser complicada, mostraremos que no solo pudimos llegar a reconstruir los piones perdidos, sino que además pudimos valorar el background para vértices con dos tracks, lo que nos permitió introducir un corte cinemático que no fue considerado en las tesis que son citadas arriba.

Previo a ese estudio, y derivado de trabajos anteriores realizados por varios investigadores de la División de Ciencias e Ingenierías en un experimento previo, hemos utilizado datos de un experimento que corrió en 1991 en Fermilab, el FNAL-E690, para aprender a realizar la cinemática necesaria para nuestro estudio, con eventos ya seleccionados para otro proceso. Comenzaremos la descripción de nuestro trabajo mostrando lo realizado con datos del FNAL-E690.

Capítulo 2

El experimento FNAL-E690

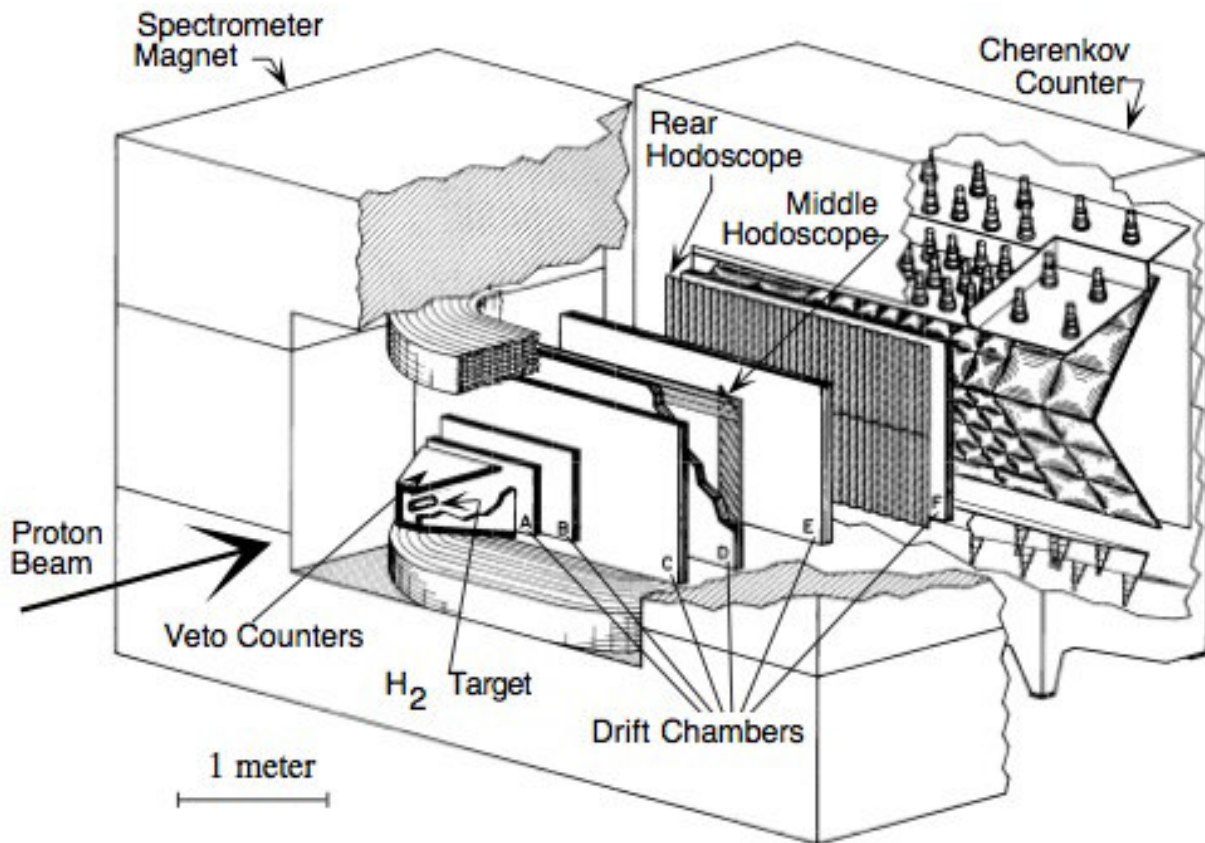


Figura 2.1: El dispositivo experimental del FNAL-E690. Sobresale el magneto, dentro de cuyo campo se encuentran las cámaras de alambre utilizadas para seguir las trayectorias de las partículas.

El experimento FNAL-E690 tomó datos durante la corrida de blanco fijo de 1991. Su principal objetivo era la búsqueda de estados con charm que fueran producidos en procesos difractivos. Después de una búsqueda exhaustiva se encontraron solo pocos eventos de charm producidos en las colisiones protón-protón del experimento.[6] Sin embargo, el experimento obtuvo datos muy limpios en dos procesos relacionados a temas de alto interés para la época: la búsqueda de glueballs, y de estados híbridos, motivados por la idea de que la producción de estados que no son $q\bar{q}$ fuera realizada en producción central.

En el estudio del sistema $K_S^0 K_S^0$ se encontró por primera vez la producción central del estado $f_0(1520)$, pero no se obtuvo una determinación del spin de una prominencia de datos en la región de $1720 \text{ GeV}/c^2$, en donde se predecía la existencia del glueball de masa más ligera.[7] Este fue el trabajo desarrollado en la tesis de Doctorado del Dr. Marco A. Reyes.

Por otro lado, el estudio del sistema $K_S K^\pm \pi^\mp$ resolvió la incertidumbre sobre la existencia de dos posibles estados, E/ι , pudiendo uno de ellos ser un estado híbrido. El resultado fue la obtención de un solo estado, $f_1(1420)$. [8] Estos estudios fueron realizados con alrededor del 15 % de los datos del experimento, y en el presente trabajo presentaremos un estudio cinemático realizado con el 100 % de los datos correspondientes a la reacción $K_S K^\pm \pi^\mp$. Este fue el trabajo desarrollado en la tesis de Doctorado del Dr. Modesto A. Sosa Aquino.

Finalmente, los datos del E690 fueron utilizados para la búsqueda de pentaquarks, principalmente decayendo a $p\pi$, pero sin ningún éxito.[9, 10] Con el tiempo, los pentaquarks predichos por otros experimentos de la época fueron descartados, aunque LHCb parece haber encontrado varios estados.

El dispositivo experimental del E690 consistió de un espectrómetro de partículas de geometría abierta, con una alta tasa de producción de trazas, cuyo objetivo era medir interacciones del tipo

$$pp \rightarrow p_{fast}(T) , \quad (2.0.1)$$

y un espectrómetro para el haz encargado de medir a los protones de $800 \text{ GeV}/c$, provistos por el acelerador de Fermilab, y al protón dispersado en las interacciones (2.0.1). Un blanco fijo de hidrógeno líquido se situó antes de la apertura del espectrómetro de partículas, y un contador Cherenkov se situó a su salida, véase la Figura 2.1. Este contador tenía un umbral de $2.57 \text{ GeV}/c$ para la medición de piones.[11, 12]

2.1. Estudio del sistema $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$

En esta sección se presentan estudios cinemáticos dentro de la reacción

$$pp \rightarrow p_{miss}(K_S^0 K^\pm \pi^\mp) p_{fast} , \quad K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- , \quad (2.1.1)$$

los eventos fueron seleccionados pidiendo un protón del haz, un vértice primario dentro del blanco de hidrógeno líquido, con una traza positiva, una negativa y un K_S^0 , y un protón dispersado (p_{fast}). Al menos uno de los dos tracks cargados debería ser reconocido por el Cherenkov como un pión o de manera ambigua como un kaón o protón, y el otro track con una identidad compatible con la reacción (2.1.1). El protón perdido se reconstruyó cinémicamente, calculando la masa perdida considerando las demás partículas, que en el área se denomina el Missing Mass Squared (MM2), debido a que se calcula el producto escalar de los cuadrimomentos.

También se pidió una separación en 3.5 unidades de rapidity entre el p_{fast} y los mesones centrales, y de 1.8 unidades entre el p_{miss} y estos, para evitar contaminación de eventos por la producción de Deltas o Lambdas. Los resultados del estudio de ondas parciales en el sistema $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ fue publicado en 1999.[8]. La distribución de colisiones con el blanco de hidrógeno, la reconstrucción del p_{miss} , y las distribuciones de los sistemas $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ se muestran en la Figura 2.2.

En el panel superior izquierdo de la Figura 2.2 se observa la distribución de la masa invariante de pares $\pi^+ \pi^-$, donde un pico estrecho centrado en $0.497 \text{ GeV}/c^2$ corresponde inequívocamente al $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, lo que asegura una identificación limpia de esta partícula. El panel superior derecho muestra la distribución de la masa faltante al cuadrado, consistente con la presencia de un protón perdido en el estado final, validando el procedimiento de reconstrucción cinemática. Finalmente, los paneles inferiores muestran las distribuciones de la masa invariante de los sistemas $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$, donde se aprecian estructuras resonantes claras alrededor de 1.27 y $1.42 \text{ GeV}/c^2$, presentes en ambas combinaciones de carga. Estas resonancias constituyen la evidencia de estados intermedios producidos en las colisiones protón-protón con blanco de hidrógeno.

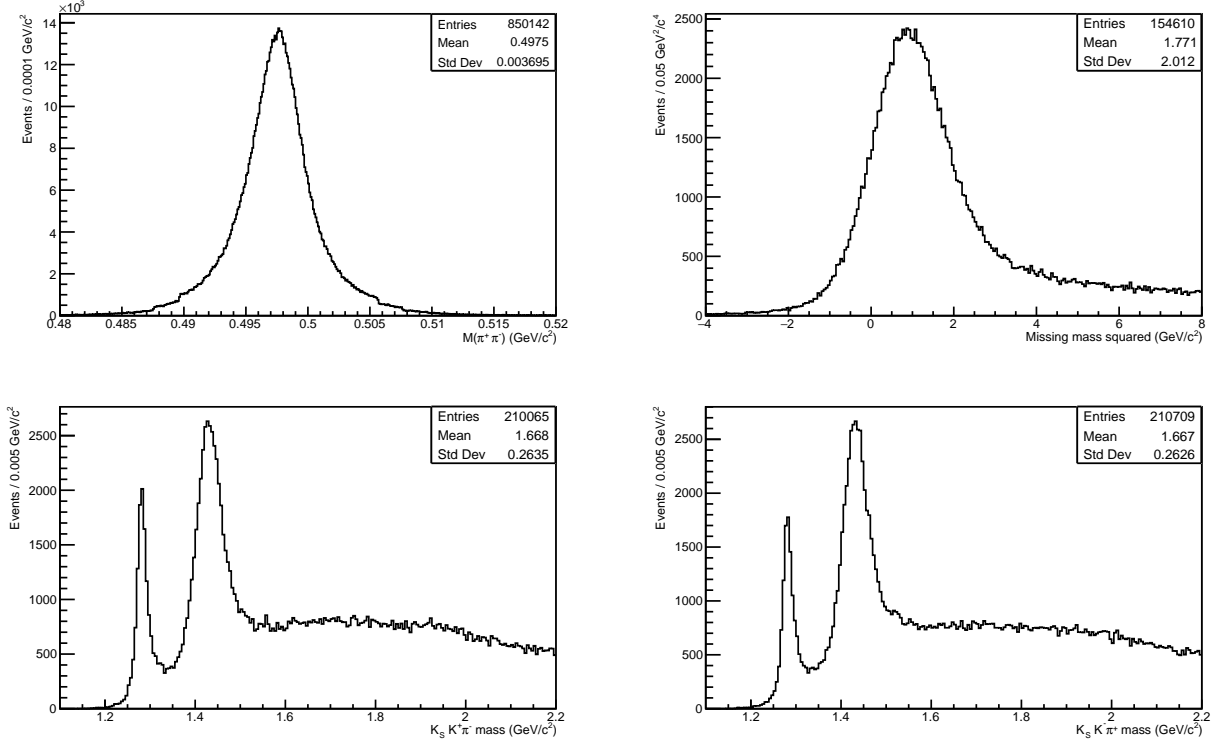


Figura 2.2: a) Distribuciones de las colisiones con el blanco fijo. b) Distribución MM2 para la reconstrucción del protón del blanco. c) Sistema $K_S^0 K^+ \pi^-$, y d) sistema $K_S^0 K^- \pi^+$

2.2. Estudios de dependencia cinemática en el sistema $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$

El motivo del presente trabajo está motivado por la participación del Departamento de Física de la Universidad de Guanajuato en el experimento CERN-NA62. El motivo principal de este experimento es el estudio del decaimiento raro del K^+ en la reacción

$$K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu} \quad (2.2.1)$$

que tiene una razón de producción de 10^{-10} , [2] siendo el principal background el decaimiento

$$K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^- \quad (2.2.2)$$

que se observa abundantemente de todos los posibles decaimientos del K^+ , debido a que el NA62 está diseñado para buscar piones.

Pese a la excelente resolución de eventos del tipo $K3\pi$, nuestro interés es el estudio de este sistema en eventos en los que solo un par de piones es detectado por el espectrómetro de NA62, y el otro es perdido de alguna manera, pudiendo ser confundido el par como proveniente de un K_S^0 o una Λ^0 . Por este motivo, el presente trabajo representa un estudio preliminar sobre datos del FNAL-E690, sobre análisis cinemáticos que serán también realizados en el CERN-NA62.

2.2.1. Estudio de la dependencia cinemática de la masa del π^-

Analizamos el decaimiento $K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-$ donde dimos por perdido de forma intencional el segundo pión, $\pi^- = \pi_{miss}$. Posteriormente, con la información del primer pión y el K_S se generó una distribución de masa invariante $M(K_S^0 \pi^+)$, donde se aprecia un pico claro correspondiente a la masa del segundo pión. Este análisis se tomó como una forma de entrenamiento con lo que se hará posteriormente en el experimento CERN-NA62. De forma adicional, analizamos la precisión del aparato mostrando la dependencia de la masa del pión perdido con respecto al momento del K_S , tanto en su magnitud, la componente z , coincidente con la dirección del haz, y la componente transversal del mismo. Adicionalmente, también se muestra la dependencia respecto al ángulo entre el K_S y la línea del haz incidente.

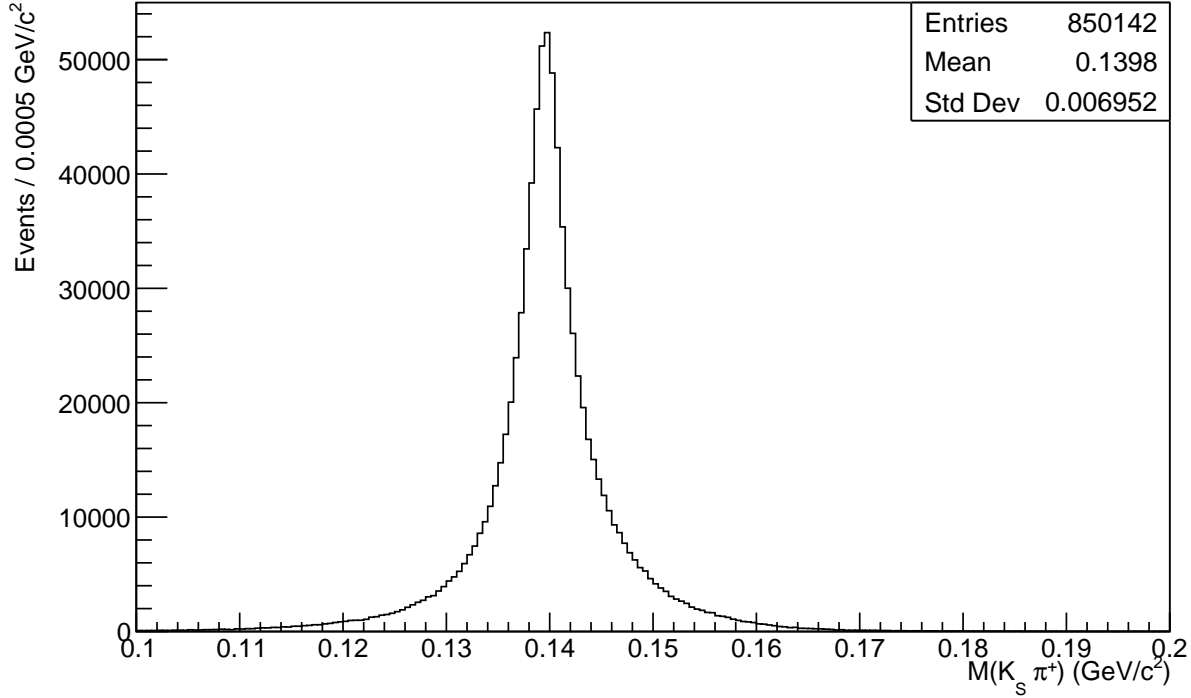


Figura 2.3: Distribución de masa invariante $M(K_S^0 \pi^+)$. Se aprecia un pico claro alrededor de la masa del pión $0.139 \text{ GeV}/c^2$

La Figura 2.3 muestra la distribución de masa invariante del sistema $M(K_S^0 \pi^+)$, donde se observa un pico cercano a los $0.14 \text{ GeV}/c^2$ el cual coincide aproximadamente con valor de la masa del pión reportado en el PDG, $139.57039 \text{ MeV}/c^2$ [1]. Es importante señalar que el histograma contiene aproximadamente 8.5×10^5 eventos, lo cual proporciona una estadística suficiente para identificar de manera clara el pico correspondiente al pión. La alta estadística de esta señal refuerza la correcta identificación de la partícula. Asimismo, se aprecia que fuera de la región central del pico, la distribución no presenta alguna estructura adicional relevante, lo cual indica que en este rango, no hay contribuciones de otros procesos o de background. En conjunto, esta distribución constituye una prueba de consistencia del análisis empleado: la reconstrucción del sistema $K_S^0 \pi^+$ reproduce la señal esperada del pión cargado, lo que garantiza la confiabilidad de los métodos utilizados para posteriores estudios de procesos más complejos.

Con la información presente en los datos del experimento, se generaron distribuciones del momento del K_S^0 . Se realizó una distribución para la magnitud del momento, para su componente longitudinal, otra más para su componente transversal, y finalmente, una distribución que muestra la variación del ángulo presente entre el K_S^0 y la línea del haz incidente. Es importante recordar que el objetivo último de este estudio es analizar la dependencia de la masa del supuesto pión perdido, el segundo pión en el decaimiento $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, respecto a distintas variables cinemáticas. En este sentido, las distribuciones previamente mencionadas constituyen un marco de referencia indispensable. Su análisis conjunto permitirá evaluar cómo la reconstrucción de la masa del pión ausente se ve afectada por el momento total del K_S^0 , por sus componentes longitudinal y transversal, y por el ángulo que forma con la dirección del haz incidente. De esta manera, se busca obtener una comprensión más completa y detallada de los factores que influyen en la correcta identificación del proceso de interés y de forma adicional, un análisis cualitativo de la resolución del aparato.

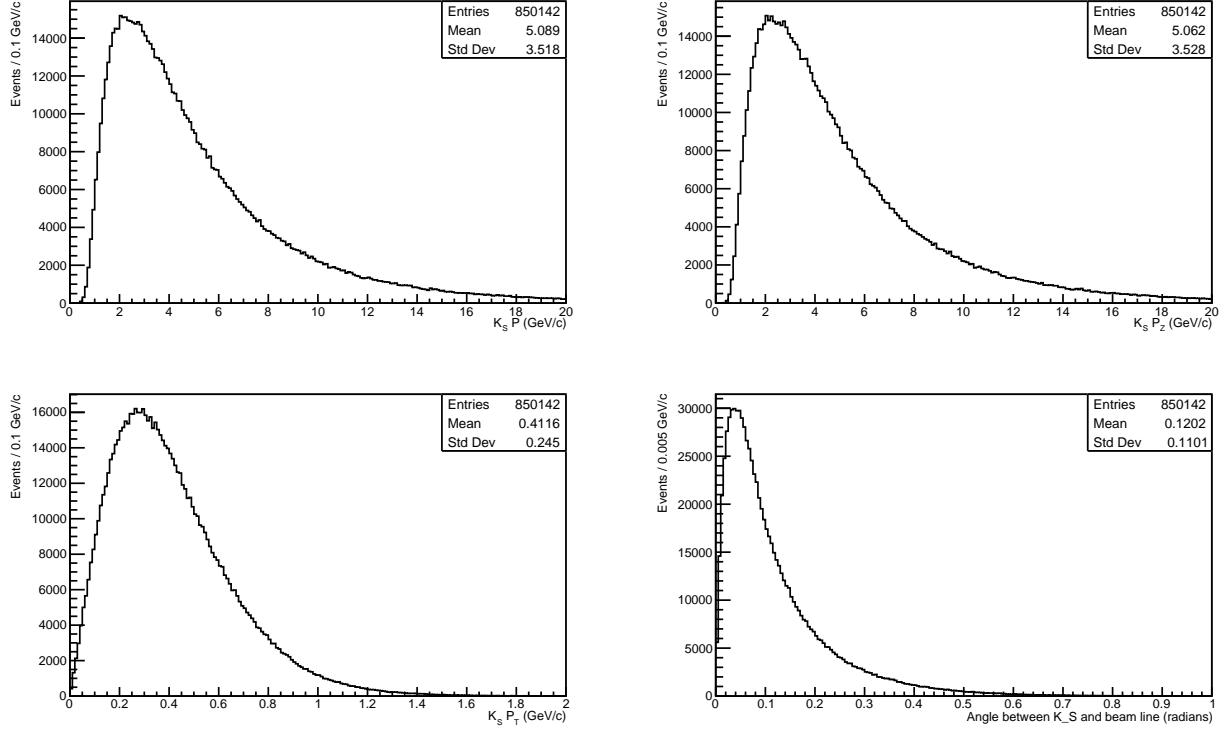


Figura 2.4: Distribución de la magnitud de momento del K_S (superior izquierda), distribución de la componente z del K_S (superior derecha), distribución de la componente transversal del momento del K_S (inferior izquierda) y distribución angular entre K_S y la línea del haz (inferior derecha).

Las distribuciones mostradas en la Figura 2.4 corresponden al estudio cinemático del K_S^0 , obtenidas a partir de los eventos reconstruidos en el experimento. En el panel superior izquierdo se observa la distribución de la magnitud del momento del K_S^0 , mientras que en el panel superior derecho se presenta su componente longitudinal, P_z , alineada con la dirección del haz incidente. En la parte inferior izquierda se muestra la distribución de la componente transversal, P_T , y finalmente, en el panel inferior derecho, la distribución del ángulo entre el K_S^0 y la línea del haz.

Las distribuciones de la magnitud del momento total y de la componente longitudinal muestran un comportamiento muy similar. En ambas se aprecia una acumulación significativa de eventos en valores bajos y decaen conforme aumenta el momento. La mayoría de los eventos se concentran por debajo de los 10 GeV/c, y la caída a valores mayores es exponencial. Esta similitud se explica porque la mayor parte del momento del K_S^0 se conserva en la dirección del haz, lo que indica que la producción de estas partículas está fuertemente correlacionada con la dirección inicial de la colisión.

En contraste, la distribución de la componente transversal del momento presenta un rango de valores mucho más reducido. La mayor parte de los eventos se concentra por debajo de 1 GeV/c, con un máximo alrededor de 0.4 GeV/c. Esto refleja que el K_S^0 se produce preferentemente con un momento casi paralelo al haz, mientras que la contribución transversal es pequeña. Este resultado es consistente con la expectativa de un proceso dominado por cinemática longitudinal, donde las desviaciones angulares respecto al haz son relativamente limitadas. En este caso la pequeña desviación del haz en la dirección transversal no genera afectaciones en la construcción de la distribución de masa invariante $M(K_S^0\pi^+)$, dado que se aprecia una distribución simétrica y un pico claro en el valor de masa del pión, véase la Figura 2.3, sin embargo, veremos más adelante en el experimento CERN-NA62, como una pequeña variación en la dirección transversal, particularmente en la dirección x , genera un cambio drástico en las distribuciones de masa invariante y MM2.

Finalmente, la distribución angular entre el K_S^0 y la línea del haz muestra que la mayoría de los eventos corresponden a ángulos muy pequeños, concentrándose en el intervalo $0 \leq \theta \leq 0.1$ rad. La caída rápida hacia ángulos mayores confirma que el K_S^0 emerge fuertemente colimado a lo largo del eje del haz, lo que es coherente con el comportamiento observado en las componentes de momento. En conjunto, estos resultados permiten caracterizar con detalle la cinemática del K_S^0 y proporcionan el marco necesario para estudiar la dependencia de la masa invariante reconstruida del pión perdido respecto a estas variables.

Para estudiar la dependencia de la masa del segundo pión perdido π^- con las variables cinemáticas, se dividieron en intervalos, bins, las cuatro distribuciones mostradas en la Figura 2.4. Para cada bin se determinó la masa invariante correspondiente, lo que permite analizar el comportamiento de la señal en función de la cinemática del K_S^0 .

En el caso de la distribución de la magnitud del momento, panel superior izquierdo de la Figura 2.4, se consideraron bins de 2 GeV/c desde el origen hasta 22 GeV/c, además de un bin adicional que cubre los valores mayores a 22 GeV/c. Los resultados de cada bin pueden observarse en la serie de imágenes mostradas en la Figura 2.5

La distribución de la componente longitudinal P_z del momento del K_S^0 , panel superior derecho de la Figura 2.4, muestra un comportamiento muy similar a la distribución de la magnitud del momento total. Por esta razón, se empleó el mismo criterio para dividir en bins la distribución que en el caso anterior, lo que permite una comparación directa entre ambas variables al analizar la dependencia de la distribución de masa invariante $M(K_S\pi^+)$. En este caso los resultados se muestran en la serie de imágenes presentadas en la Figura 2.6.

Para la componente transversal P_T del momento, panel inferior izquierdo de la Figura 2.4, la situación es distinta. Aunque la forma de la distribución es similar a las anteriores, el rango de valores significativos es mucho más reducido, ya que la mayor parte del momento se conserva en la dirección longitudinal del haz, cuya energía inicial es de 800 GeV/c. En este caso, se dividió la distribución en once bins de 0.15 GeV/c, desde 0 hasta 1.65 GeV/c, más un bin adicional que incluye los eventos con $P_T > 1.65$ GeV/c. Véase la Figura 2.7, donde se aprecian los resultados en cada bin.

Finalmente, se analizó la distribución del ángulo entre el K_S^0 y la línea del haz incidente, panel inferior derecho de la Figura 2.4. Los valores significativos se concentran en el intervalo $0 \leq \theta \leq 0.5$ rad, por lo que se emplearon once bins de 0.05 rad cada uno, desde 0 hasta 0.55 rad, además de un bin extra para los ángulos mayores a dicho valor. El estudio de esta variable resulta especialmente importante, pues permite explorar la correlación angular entre el K_S^0 y el sistema de piones, aportando información adicional sobre la topología de los eventos. Los resultados pueden encontrarse en la serie de imágenes presentes en la Figura 2.8.

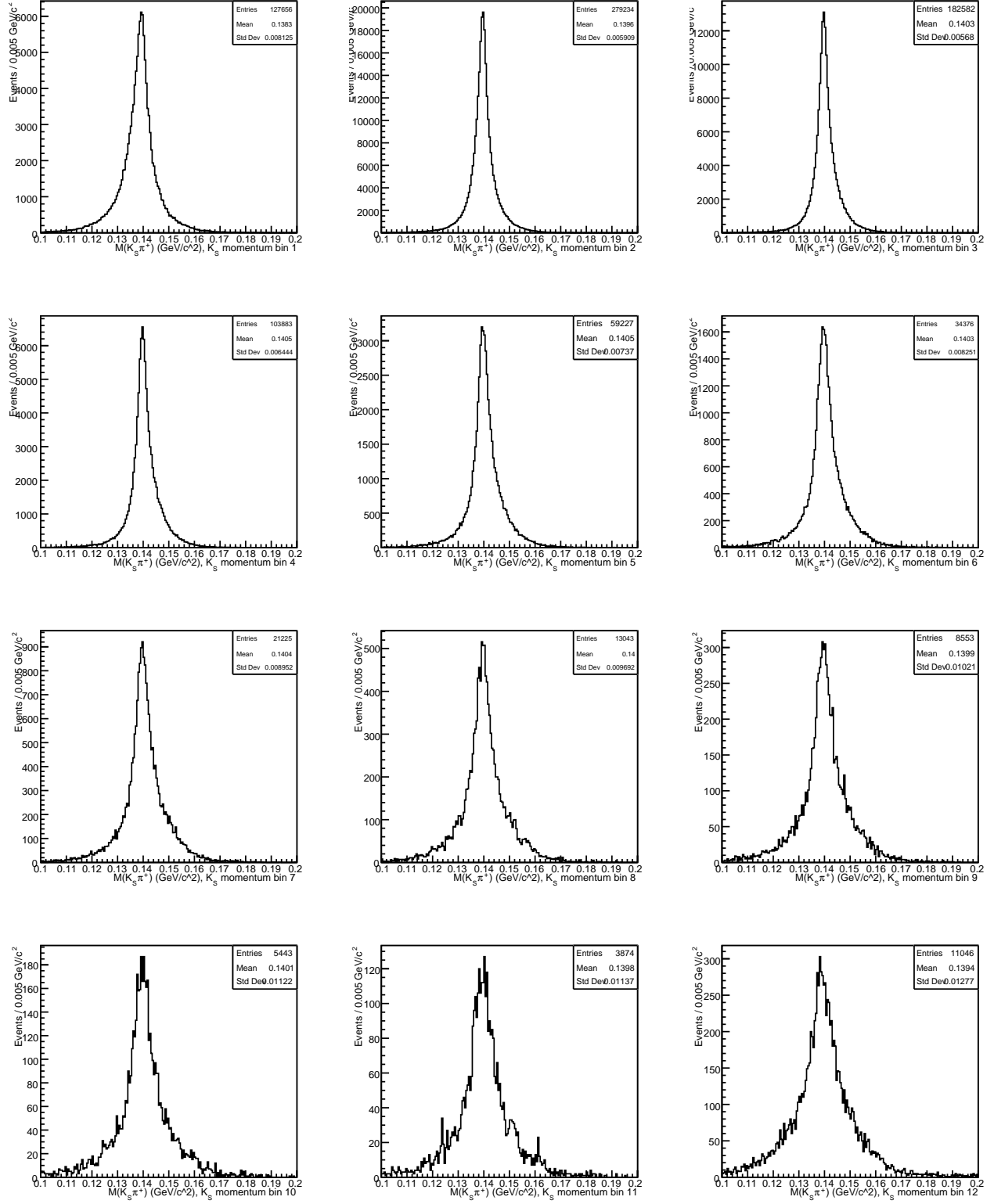


Figura 2.5: Distribución de $M(K_S \pi^+)$ en diferentes bins de momento del K_S .

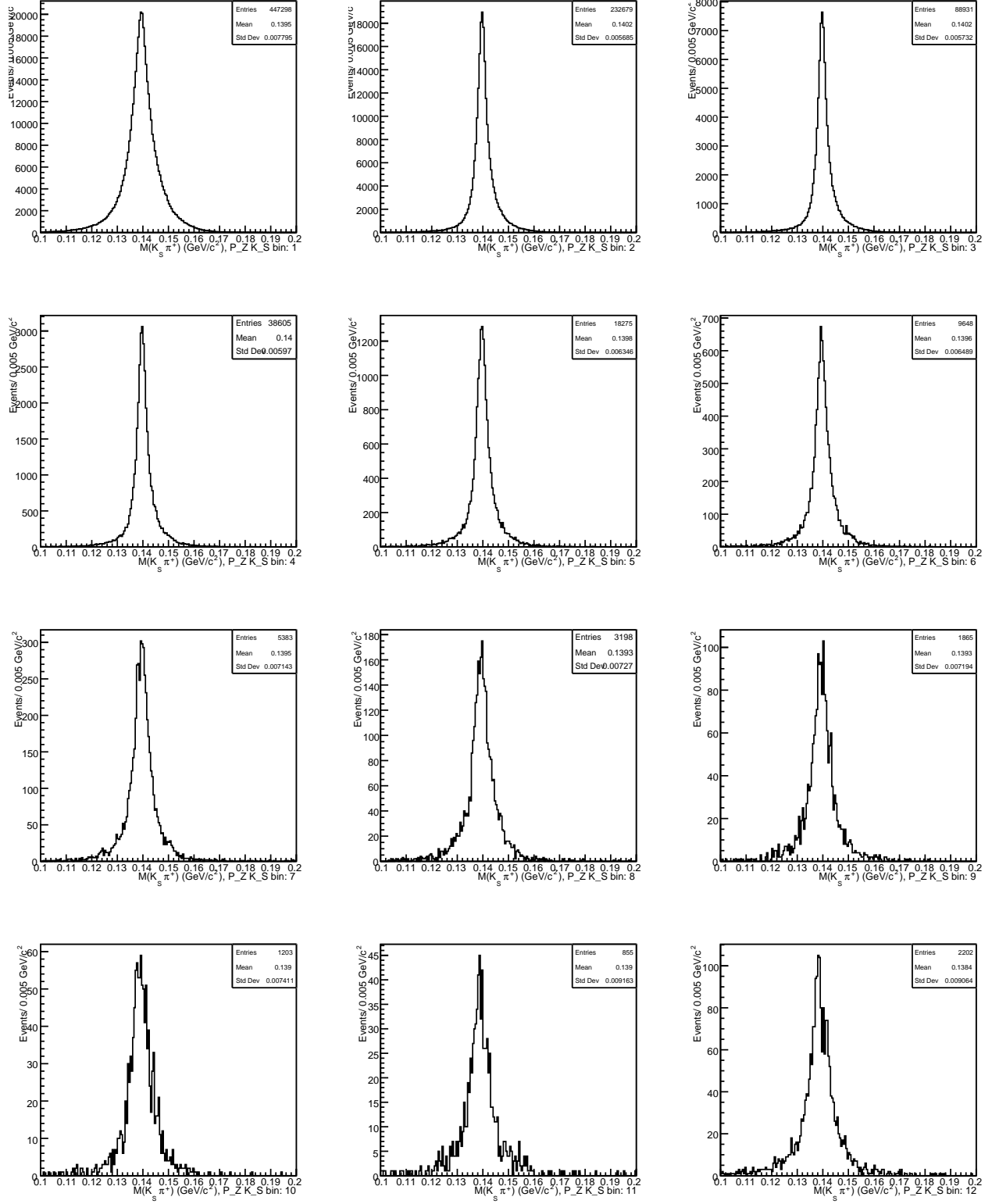


Figura 2.6: Distribución de $M(K_S \pi^+)$ en diferentes bins de momento en la componente longitudinal del K_S .

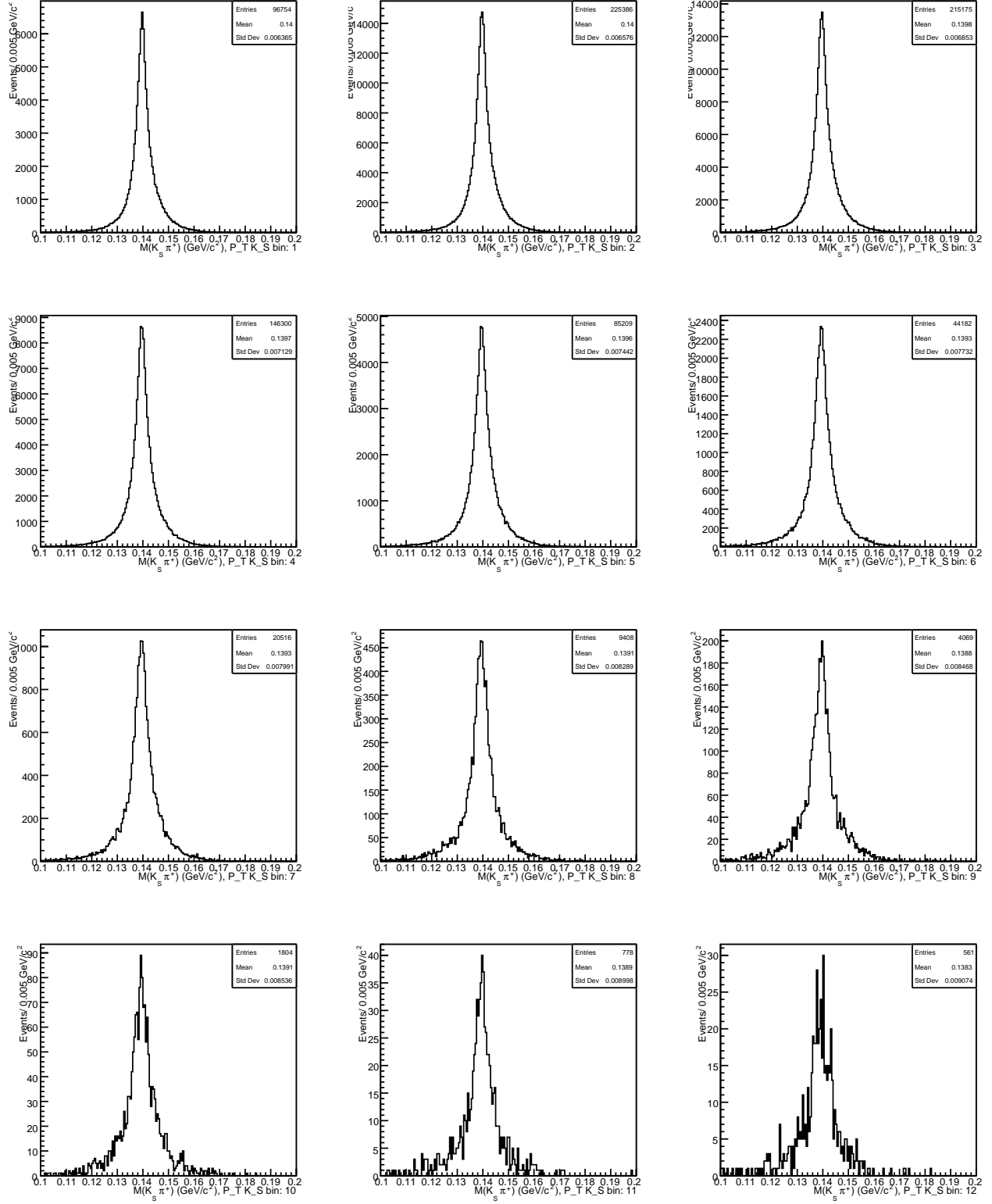


Figura 2.7: Distribución de $M(K_S \pi^+)$ en diferentes bins en la componente Transversal de momento del K_S .

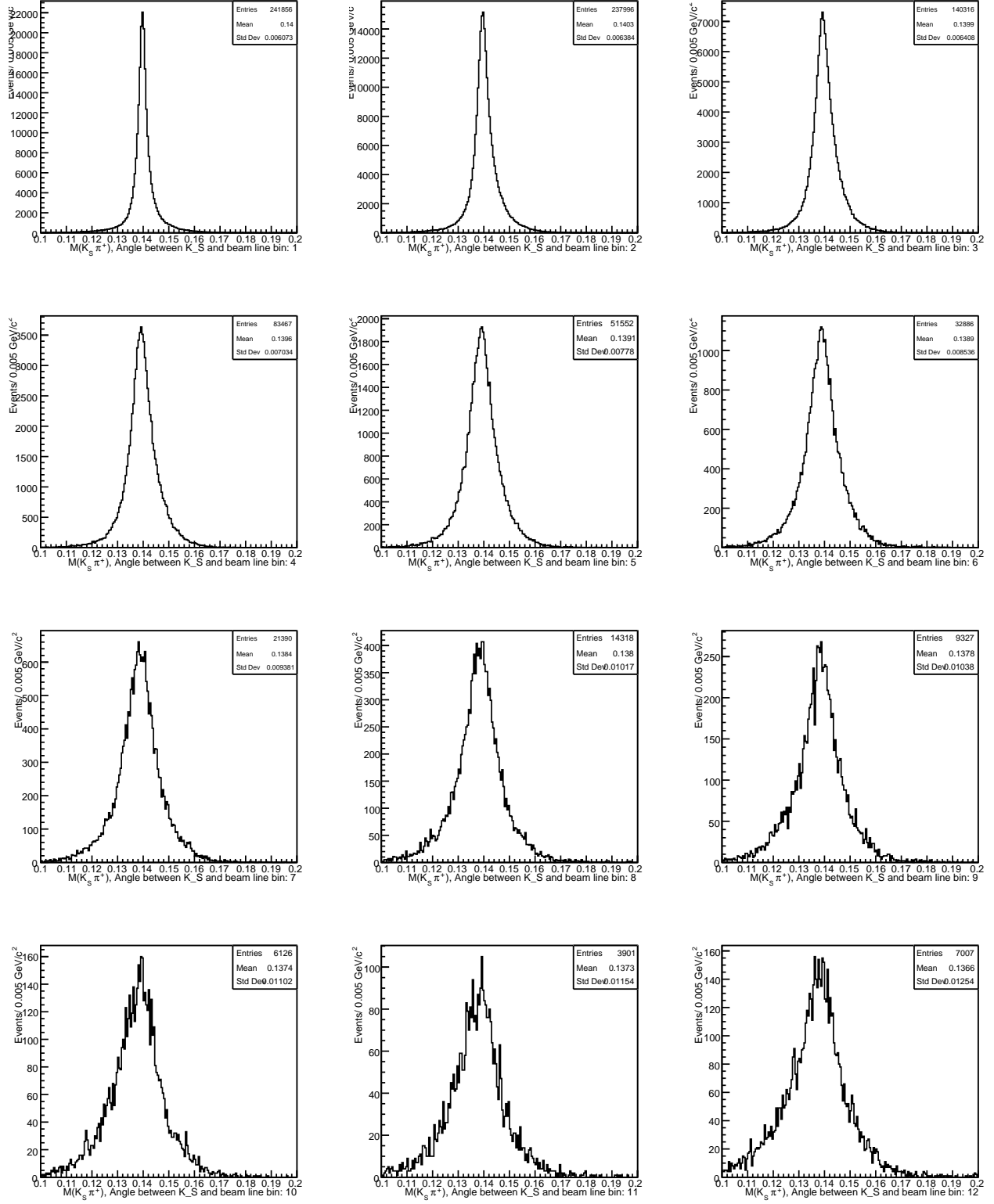


Figura 2.8: Distribución de $M(K_S \pi^+)$ en diferentes bins de la distribución angular entre K_S y la línea del haz.

La Figura 2.5 muestra una serie de imágenes, donde se observa la variación de la distribución de masa invariante $M(K_S\pi^+)$ respecto a diferentes bins en la distribución de momento del K_S . En cada uno de los bins de momento se observa que la distribución de masa invariante presenta un pico bien definido alrededor del valor del pión. En los primeros bins, los cuales representan un valor del momento más bajo, el pico en la distribución es estrecho y muy simétrico, con una desviación estándar pequeña. Conforme aumenta el momento del K_S , el número de eventos disminuye considerablemente, lo cual se ve reflejado en la distribución de $M(K_S\pi^+)$ pues en las últimas imágenes de la Figura 2.5 el pico se hace más ancho y menos simétrico, además la distribución es menos nítida, presentando muchos picos pequeños en los contornos, reflejando la falta de estadística.

En la Figura 2.6 se muestra una serie de imágenes donde se aprecia la evolución de la distribución de masa invariante $M(K_S\pi^+)$ respecto a diferentes bins en la distribución de momento longitudinal del K_S , imagen superior derecha en la Figura 2.4. La distribución de masa invariante en cada bin de la componente z del momento del K_S tiene un comportamiento similar al presentando en la Figura 2.5, debido a que las distribuciones de momento total y de la componente longitudinal del mismo son muy similares, ya que la mayoría del momento del haz incidente se conserva en la dirección longitudinal. Al igual que en el caso anterior, la distribución de masa invariante $M(K_S\pi^+)$ correspondiente a los primeros bins presenta un pico claro y simétrico alrededor de la masa del pión. Sin embargo, conforme se avanza en los bins la distribución se empieza a deformar y perder nitidez, notamos como el pico se hace más ancho y menos simétrico.

En la Figura 2.7 se muestra la evolución de la distribución de masa invariante $M(K_S\pi^+)$ con respecto a los distintos bins seleccionados en la distribución de momento transversal del K_S , imagen inferior izquierda de la Figura 2.4. El comportamiento es muy similar al de los dos casos anteriores. En los primeros bins la distribución de masa invariante presenta un pico claro y simétrico alrededor de la masa del pión. En los últimos bins el pico en la distribución de masa invariante es menos simétrico y más ancho, además la distribución es menos nítida, presentando muchos picos pequeños en su contorno, esto es un reflejo de que en los últimos bins se tienen menos datos y la estadística es menor.

Por último la Figura 2.8 se muestra la evolución de la distribución de masa invariante $M(K_S\pi^+)$ respecto a los distintos bins seleccionados de la distribución angular entre el K_S y la línea del haz incidente, mostrada en la imagen inferior derecha de la Figura 2.4. El comportamiento de la distribución de masa invariante $M(K_S\pi^+)$ es muy similar al de los casos anteriores. Pues para los primeros bins, los cuales representan ángulos pequeños, se aprecia un pico claro y simétrico alrededor de la masa del pión. En los últimos bins el pico es más ancho y cada vez menos simétrico. La distribución de masa invariante cada vez es menos nítida, reflejo de la baja estadística. Una característica importante a señalar, es que en los últimos bins la distribución de masa invariante, es aún más ancha comparada con los casos anteriores.

El comportamiento presentado de la masa invariante del pión perdido π_{miss} respecto a las distribuciones de momento y sus componentes de K_S y el ángulo entre el K_S y el primer pión π^+ se muestra en los siguientes histogramas.

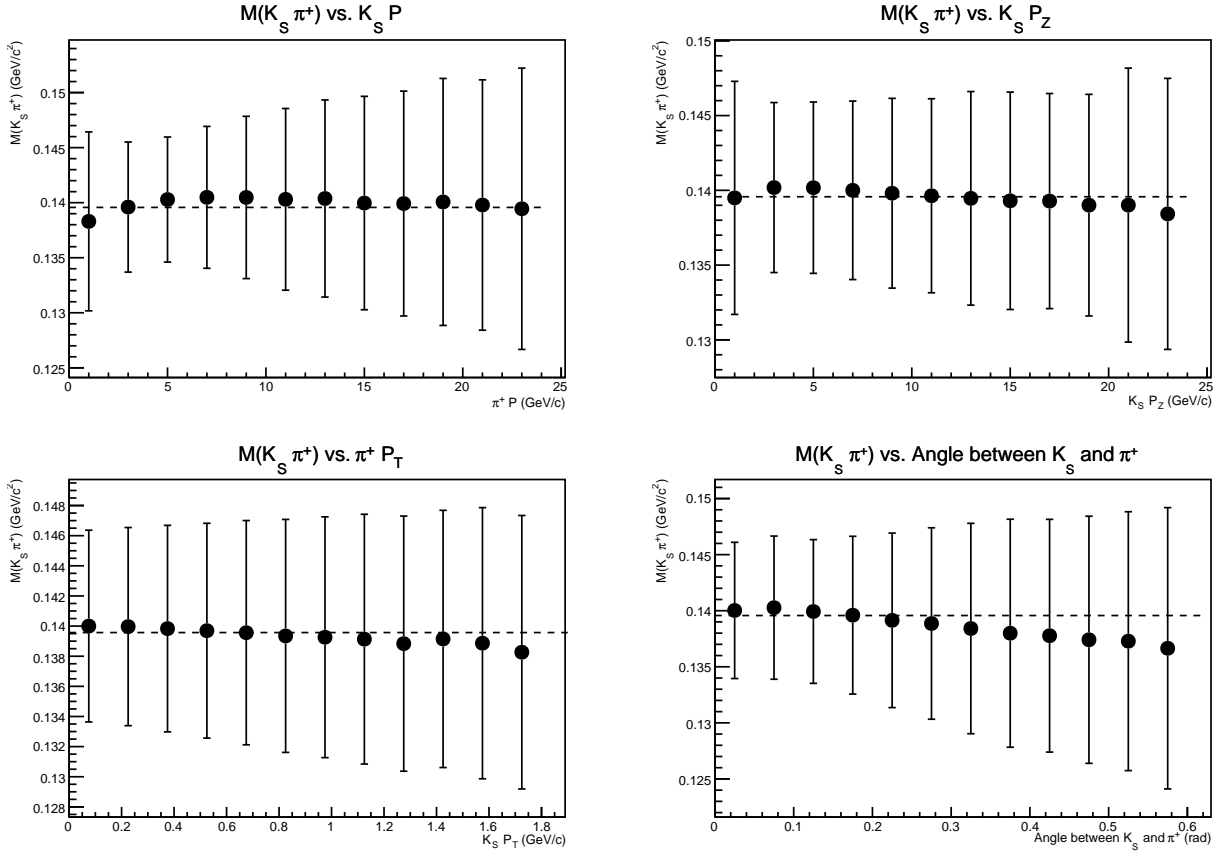


Figura 2.9: Dependencia de la masa invariante del pión perdido π_{miss} respecto al momento y sus componentes de K_S y al ángulo entre el K_S y el primer pión.

En la esquina superior izquierda de la figura (2.9) se muestra la dependencia de la masa invariante del pión perdido π_{miss} respecto a los bins de momento del K_S . El primer valor de la masa invariante está un poco por debajo del valor reportado en [1], marcado con la línea punteada que atraviesa el histograma (139.57039 MeV). Los valores restantes están un poco por arriba de dicho valor. Sin embargo las líneas de error muestran que todos los valores están dentro del rango aceptable.

La dependencia de la masa invariante del pión perdido π_{miss} respecto a la componente Z del momento del K_S , $K_S P_Z$ se muestra en la esquina superior derecha de la figura (2.9). En este histograma solo algunos valores de la masa están por encima del valor reportado en el PDG, la mayoría está un poco por debajo de dicho valor. No obstante todos los valores siguen estando dentro de un rango aceptable debido a lo que indican las líneas de error.

En la esquina inferior izquierda de la figura (2.9) se muestra la dependencia de la masa invariante del pión perdido π_{miss} respecto a la componente transversal del momento del K_S , $K_S P_T$. Se observa que como los valores de la masa inician por encima del valor reportado en [1], mostrado en la línea punteada que atraviesa el histograma, y disminuyen atravesando dicho valor hasta terminar por debajo del mismo. Las barras de error indican que los valores de la masa invariante se encuentran dentro de un rango aceptable.

La dependencia de la masa invariante con respecto al ángulo entre el K_S y el primer pión se muestra en la esquina inferior derecha de la figura (2.9). Puede observarse como el valor de la masa invariante empieza por encima del valor esperado [1] y disminuye conforme avanzan los bins. También incrementa la incertidumbre conforme avanzan los bins, debido a que disminuyen significativamente el número de entradas por bin. Al igual que en los casos anteriores, los valores de la masa invariante están dentro de un rango aceptable debido a lo que muestran las barras de error.

Por último se muestra la evolución de la desviación estándar en cada uno de los histogramas presentados en la figura (2.10).

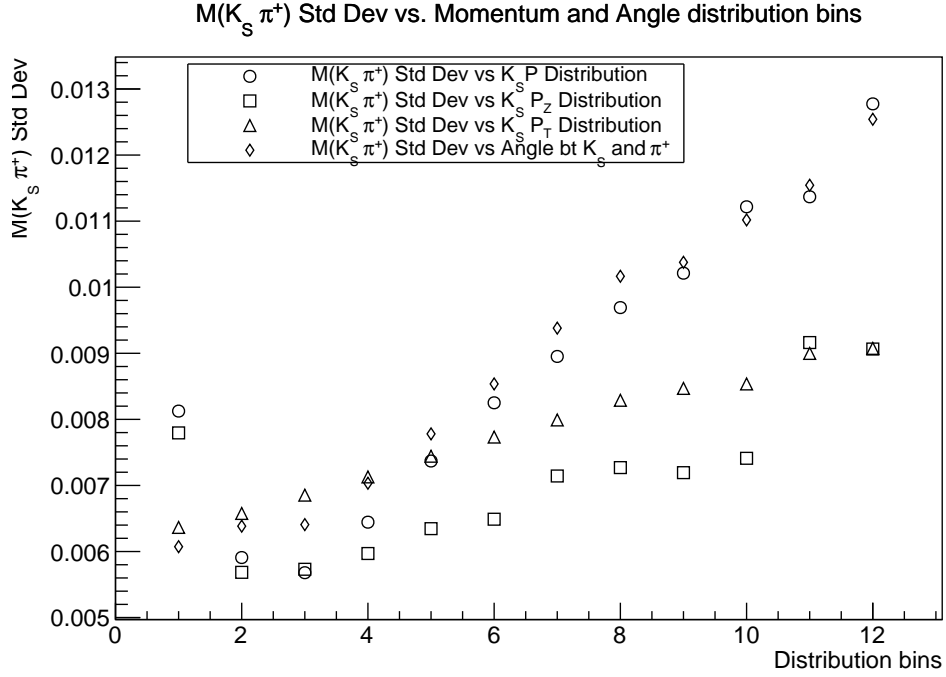


Figura 2.10: Desviación estándar en la dependencia de la masa invariante respecto a cada variable cinemática

La evolución en la desviación estándar en la dependencia de la masa invariante del pión perdido π_{miss} con respecto al momento y a la componente Z del momento del K_S es muy similar. En ambos casos decrece y luego vuelve a crecer presentando un mínimo entre el segundo y cuarto bin. Por otro lado la desviación estándar en la dependencia de la masa invariante respecto a la componente transversal del momento del K_S y del ángulo entre el primer pión y el K_S presentan un comportamiento donde crecen linealmente.

2.3. Comentarios finales

Aquí hemos presentado la dependencia cinemática de las medidas de masa invariante del K_S^0 en los datos de la reacción (2.1.1). Aunque los valores medidos de masa están muy lejos, o con errores muy grandes, de los reportados por el PDG, y no hemos realizado estudios de Monte Carlo, podemos ver un poco de dependencia de la medida, principalmente en la varianza obtenida, que varía como era de esperarse, de acuerdo a las direcciones de la partícula estudiada.

Después de estudiar las dependencias para el K_S^0 supusimos que lo que no podíamos medir era uno de los piones del decaimiento del kaón. Este estudio está motivado por el que queremos realizar en NA62, en donde tomaremos los eventos en donde muy probablemente se haya perdido un pión del decaimiento del K^+ en tres piones, y tengamos que reconstruirlo cinemáticamente. El comportamiento de la dependencia cinemática, principalmente de la varianza, es similar al del K_S^0 , como era de esperarse.

Capítulo 3

El experimento CERN-NA62



Figura 3.1: El experimento CERN-NA62 en su etapa de construcción.

El progreso en la física de partículas depende de una interacción constante entre la teoría y el experimento. Por un lado, los físicos experimentales miden cómo son las interacciones de las partículas, mientras que los teóricos desarrollan modelos que predicen cómo deberían ser dichas interacciones, siendo ambos ámbitos complementarios, retroalimentándose mutuamente. En el nivel actual de desarrollo, los experimentales ponen a prueba las predicciones mediante mediciones de gran precisión, mientras que los teóricos incluyen cada vez mejores técnicas de predicción, limitados ambos por las tecnologías existentes, experimentales y de cálculo.

Dentro del Modelo Estándar (SM), la teoría que actualmente describe con mayor éxito las partículas conocidas y sus interacciones, las llamadas corrientes débiles cargadas son las responsables de permitir que los quarks cambien de tipo, o “sabor”. Sin embargo, el Modelo Estándar también predice que ciertos procesos, en los que se intercambian corrientes neutras cambiando de sabor (FCNC, *flavour changing neutral currents*), deberían estar fuertemente suprimidos. Esta supresión ocurre gracias al mecanismo GIM, propuesto por Glashow, Iliopoulos y Maiani en 1970, que garantiza la conservación de la probabilidad en las transiciones entre quarks. Por esta razón, cualquier observación clara de FCNC es considerada una prueba muy estricta del Modelo Estándar y, al mismo tiempo, una ventana privilegiada para detectar señales de nueva física.

El Modelo Estándar no solo explica cómo se relacionan los quarks entre sí, sino que también permite determinar parámetros fundamentales como las masas de los quarks, los parámetros de mezcla descritos en la matriz CKM, que rige cómo los quarks de distintos sabores se transforman unos en otros, y cantidades fenomenológicas que se reflejan en las propiedades observables de los hadrones. De esta forma, la teoría conecta directamente los constituyentes fundamentales de la materia con las partículas compuestas que podemos medir en los experimen-

tos.

Una estrategia complementaria consiste en fijar esos parámetros fundamentales, tanto a partir de cálculos teóricos (por ejemplo, usando cromodinámica cuántica en redes) como de mediciones experimentales precisas, y usarlos para realizar predicciones firmes. A partir de estas predicciones, se pueden buscar pequeñas desviaciones en los datos experimentales que indicarían la presencia de física más allá del Modelo Estándar.

Este enfoque ha demostrado ser particularmente útil en el caso de los kaones. Aunque los colisionadores como el LHC exploran energías muy altas en el centro de masa, los decaimientos raros de kaones permiten acceder a procesos muy sensibles a nuevas partículas o interacciones, sin necesidad de alcanzar energías extremas. En este sentido, los kaones proporcionan un laboratorio complementario y muy poderoso para explorar los límites del Modelo Estándar y buscar indicios de nueva física.

La diferencia entre lo que la teoría puede predecir y lo que los experimentos actuales pueden medir es aún considerable. El experimento NA62, que se lleva a cabo en el área norte del CERN, tiene como objetivo principal reducir esa brecha alcanzando una precisión comparable a la de la teoría. En particular, busca medir con una exactitud cercana al 10% la tasa de desintegración del kaón cargado en un pión cargado y un par neutrino-antineutrino:

$$K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}. \quad (3.0.1)$$

Este decaimiento es extremadamente raro: ocurre solo una vez entre decenas de miles de millones de desintegraciones de kaones, pero está predicho con gran exactitud en el Modelo Estándar, lo que lo convierte en un canal privilegiado para probar la teoría. Al estudiar estas desintegraciones raras, el NA62 no solo pone a prueba las predicciones del Modelo Estándar sobre interacciones de corta distancia, sino que también abre la posibilidad de descubrir desviaciones que podrían revelar la existencia de nuevas partículas o interacciones aún no observadas.

Decaimientos relevantes del K^+	
Mode	Branching ratio
$e^+ \nu_e$	$(1.582 \pm 0.007) \times 10^{-5}$
$\mu^+ \nu_\mu$	$(63.56 \pm 0.11) \%$
$\pi^0 e^+ \nu_e$	$(5.07 \pm 0.04) \%$
$\pi^0 \mu^+ \nu_\mu$	$(3.352 \pm 0.034) \%$
$\pi^0 \pi^0 e^+ \nu_e$	$(2.55 \pm 0.04) \times 10^{-5}$
$\pi^0 \pi^0 \mu^+ \nu_\mu$	$(3.45 \pm 0.16) \times 10^{-6}$
$\pi^+ \pi^- e^+ \nu_e$	$(4.247 \pm 0.024) \times 10^{-5}$
$\pi^+ \pi^- \mu^+ \nu_\mu$	$1.4 \pm 0.9 \times 10^{-5}$
$\pi^0 \pi^0 \pi^0 e^+ \nu_e$	5.4×10^{-8}
$\pi^+ \pi^0$	$(20.67 \pm 0.08) \%$
$\pi^+ \pi^0 \pi^0$	$(1.760 \pm 0.023) \%$
$\pi^+ \pi^+ \pi^-$	$(5.583 \pm 0.024) \%$
$\pi^+ \pi^+ \pi^- \gamma$	$(7.1 \pm 0.5) \times 10^{-6}$
$\pi^+ \gamma \gamma$	$(9.65 \pm 0.16) \times 10^{-7}$
$\pi^+ 3\gamma$	$< 1.0 \times 10^{-4}$
$\pi^+ e^+ e^- \gamma$	$(1.19 \pm 0.13) \times 10^{-8}$

Cuadro 3.1: Principales decaimientos relevantes del K^+ , donde se producen e^- y μ

En la Tabla 3.1 se muestran los principales decaimientos del K^+ , incluyendo el decaimiento que estudiamos en este trabajo, $K3\pi$. Podemos notar que los decaimientos diferentes al de la reacción (3.0.1) contienen electrones, muones y fotones, principalmente del decaimiento $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. Dado que el branching ratio del decaimiento $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ es muy pero muy pequeño, el experimento fue diseñado como una serie de detectores que permitieran tirar los principales decaimientos del K^+ , pues representan un background muy grande contra el principal objetivo del experimento. Sin embargo, se conservaron datos útiles para el estudio de otros procesos, pero suprimidos mediante el adecuado factor de escala para tener mayormente los datos de $\pi^+ \nu \bar{\nu}$.

3.1. Esquema del experimento

La configuración experimental del NA62 debe cumplir con estrictos criterios de diseño, dado que su propósito es medir un decaimiento extremadamente raro. Los momentos del kaón y del pión necesitan ser reconstruidos con precisión para asegurar la determinación de la energía perdida en el sistema de neutrinos, denominado en el área como missing mass. Este missing mass se usa para rechazar eventos que generan ruido del orden de 10^{-4} . El experimento también rechaza eventos que contienen fotones y muones, dado que estas partículas están asociadas con la mayor fuente de ruido. El tiempo del kaón entrante y del pión saliente también es medido con precisión para asegurar que ambas trayectorias sean relacionadas eficientemente. Para llevar esto a cabo el NA62 está compuesto de un sistema de detectores, donde cada detector tiene un propósito por separado dentro del experimento.

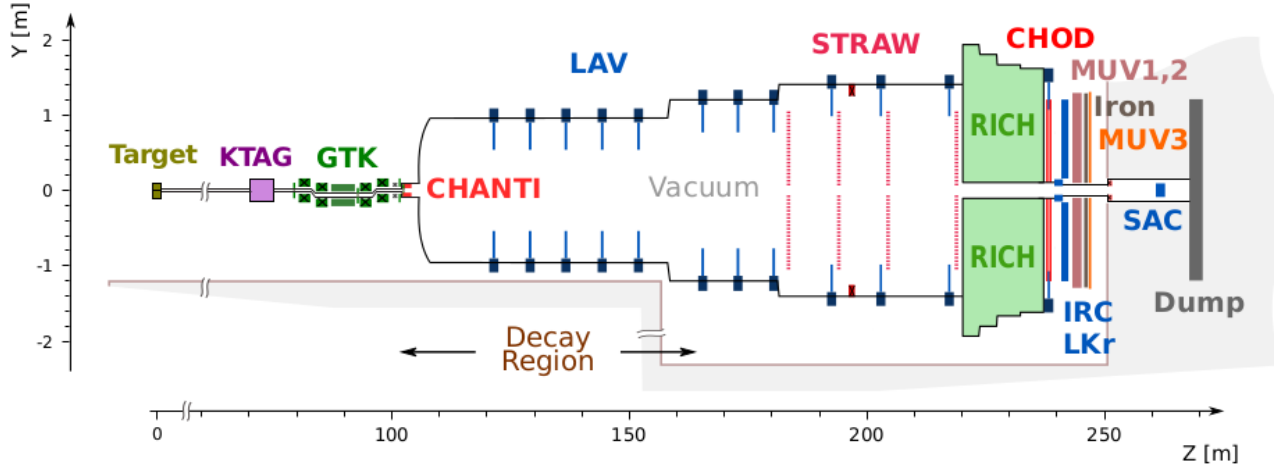


Figura 3.2: Esquema del experimento CERN-NA62. Nótese la diferencia entre las escalas horizontal y vertical.

Los kaones cargados en el NA62 son obtenidos como parte de un haz secundario, derivado de interacciones de protones provenientes del Super Proton Synchrotron, ó SPS, con un blanco fijo de Berilio. El haz secundario se define con un momento de $75 \text{ GeV}/c$ y se compone principalmente de piones, π , protones, p , y kaones, K , siendo estos aproximadamente el 6% de las partículas del haz. Algunos de los kaones del haz secundario decaen en vuelo, y los decaimientos que ocurren dentro del volumen fiducial pueden ser reconstruidos mediante sus productos de decaimiento.

En la Figura 3.2 se muestra un esquema longitudinal del experimento NA62, el cual se extiende a lo largo de aproximadamente 255 metros. A la izquierda se encuentra la región de producción del haz, donde protones del SPS impactan en un blanco para generar un haz secundario rico en kaones cargados. Dicho haz es caracterizado mediante el detector GTK (Gigatracker), conformado por cuatro estaciones de silicio, que miden posición, tiempo y momento de las partículas, seguido del sistema CHANTI (CHarged Anti-coincidence detector), que actúa como veto de interacciones de haz con la última estación del GTK. Posteriormente, los kaones ingresan en la región fiducial de decaimiento, un volumen al vacío de alrededor de 60 m de longitud, dentro del cual se espera la desintegración de los K^+ . En esta sección se ubican los detectores de las trazas, o trayectorias de las partículas, formados por cámaras de tipo STRAW TUBES (popote) en vacío, que permiten la reconstrucción precisa de las trayectorias cargadas. Más adelante se encuentran los sistemas de identificación de partículas: el detector RICH (Ring Imaging Čerenkov), que distingue piones de muones, y los calorímetros electromagnéticos y hadrónicos, que permiten la medida de energía y separación de electrones, piones y muones. Finalmente, en la parte más alejada del esquema se localizan los detectores MUV (Muon Veto), junto con sistemas auxiliares de veto de la parte delantera, que aseguran la hermeticidad del experimento.

3.2. Identificación de partículas: KTAG y RICH

La identificación de partículas del haz es llevada a cabo mediante el detector KTAG (Kaon TAGging), en color azul de la Figura 3.3. El KTAG es un detector Čerenkov especialmente optimizado para reconocer solamente los kaones del haz, etiquetándolos para ser utilizados en las medidas físicas pertinentes, dejando sin identificación al resto de partículas, como piones o protones. Su importancia radica en que la tasa nominal de kaones en el experimento alcanza aproximadamente los 45 MHz, lo que implica la necesidad de una excelente resolución temporal. El KTAG ofrece una precisión del orden de 80 ps, lo que permite asociar de manera confiable el kaón incidente con los productos de decaimiento observados en los detectores posteriores, en particular con los piones salientes. Este nivel de exactitud es crucial para reducir la ambigüedad en la coincidencia temporal y garantizar la correcta reconstrucción de los eventos.

Por otro lado, la identificación de las partículas salientes se lleva a cabo mediante el detector RICH (mostrado en color verde en la Figura 3.3). Al igual que el KTAG, este también es un detector Čerenkov, aunque su función principal es distinta: está diseñado para separar de manera eficiente entre piones (π), muones (μ) y electrones (e), lo que constituye un reto fundamental en los análisis de desintegraciones raras de kaones. El RICH proporciona una resolución temporal comparable a la del KTAG, del orden de 80 ps, y complementa esta información con una medición precisa de la velocidad de las partículas, la cual, combinada con la información de sus trayectorias y momento, permite una identificación inequívoca de cada tipo de partícula. Esta capacidad resulta esencial para la supresión de background y para la correcta caracterización de los productos de decaimiento.

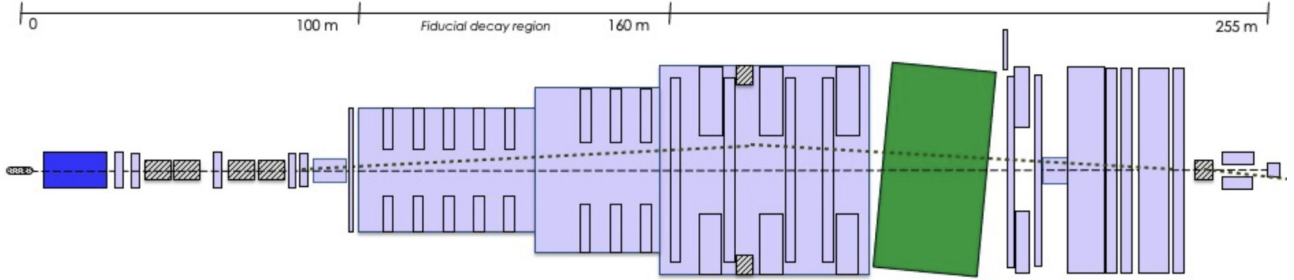


Figura 3.3: Identificación de partículas

En el esquema del experimento NA62 (3.3) se ilustran los diferentes detectores que componen la línea de análisis del haz de kaones. En particular, el detector KTAG, representado en color azul, se sitúa en la parte inicial del aparato y tiene la función de identificar de manera precisa los kaones presentes en el haz. Más adelante, en color verde, se muestra el detector RICH, encargado de la identificación de las partículas salientes mediante la separación entre piones, muones y electrones. La disposición de ambos detectores dentro de la línea experimental asegura la correlación temporal y la correcta identificación de las partículas, lo que resulta esencial para la reconstrucción de los eventos de decaimiento.

3.3. Medición de momento: GTK y STRAWS

La medición de la posición y del momento de las partículas del haz se realiza mediante el GTK (Gigatracker), señalado en color verde claro en la Figura 3.4. El GTK está formado por cuatro estaciones de detectores de píxeles de silicio ultradelgados, denominados cero, uno dos y tres, por razones de cómo fueron introducidas, diseñadas para operar en condiciones extremas, con una tasa de partículas en el haz que alcanza aproximadamente los 750, MHz. Cada estación mide con gran precisión la posición y el tiempo de paso de las partículas, alcanzando una resolución temporal cercana a 130 ps. Esta capacidad permite correlacionar de forma confiable los kaones identificados en el KTAG con sus trayectorias registradas en el GTK, y posteriormente asociarlas con las trayectorias de los piones detectados corriente abajo en el espectrómetro. De esta manera, el GTK constituye un elemento esencial para la reconstrucción cinemática de los eventos.

El detector CHANTI (en color café en la Figura 3.4) complementa al Gigatracker al servir como veto de interacción. Está ubicado inmediatamente después de la tercera estación del GTK y su función principal es identificar y rechazar aquellos eventos en los que una partícula del haz interactúa con el material de la estación, lo cual podría producir señales espurias o trayectorias falsas. De esta forma, el CHANTI contribuye a reducir significativamente el background asociado a interacciones no deseadas del haz.

La medición precisa del momento de las partículas cargadas producidas en los decaimientos de los kaones se lleva a cabo en el espectrómetro STRAW, representado en azul turquesa en la Figura 3.4. Este dispositivo está compuesto por cuatro cámaras de tipo “straw tubes”, tubos delgados de gas que registran el paso de partículas cargadas mediante ionización, dispuestas alrededor de un dipolo magnético. El campo magnético desvía las trayectorias de las partículas según su momento, y la reconstrucción de las curvas de sus trayectorias en las cámaras STRAW permite determinar con gran exactitud su impulso. Gracias a esta configuración, el espectrómetro constituye la herramienta principal para medir el momento de las partículas cargadas, parámetro fundamental para la reconstrucción de masas invariantes y la identificación de los decaimientos buscados.

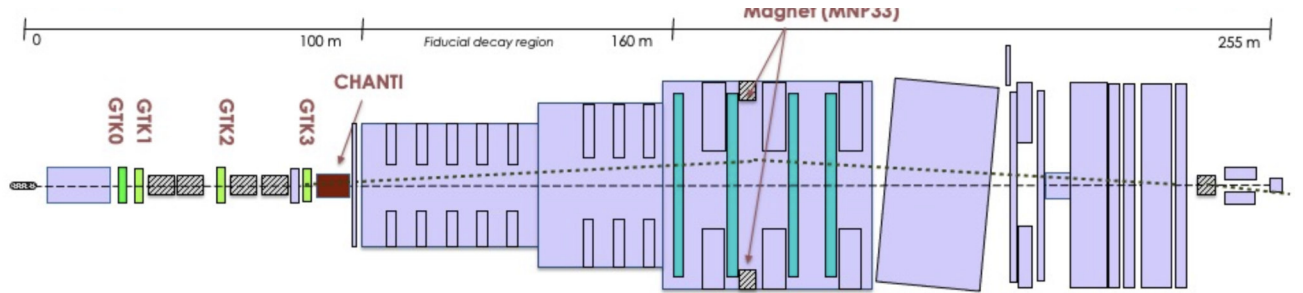


Figura 3.4: Espectrómetros involucrados en la medición de momento en NA62

En la Figura 3.4 se muestra el esquema de los detectores implicados en la medición de posición y momento de las partículas en el experimento NA62. En la parte inicial se encuentran las estaciones del Gigatracker (GTK), representadas en color verde, cuya función es registrar con alta precisión la posición y el tiempo de paso de las partículas del haz, permitiendo identificar los kaones incidentes. Justo después se ubica el detector CHANTI (en color café), utilizado como veto para descartar eventos en los que las partículas del haz interactúan con el material de la tercera estación del GTK. Más adelante se observa el espectrómetro de tipo STRAW, compuesto por cuatro cámaras de tubos de deriva (mostradas en azul turquesa) distribuidas alrededor de un dipolo magnético. Gracias a esta configuración, el espectrómetro permite medir con gran precisión el momento de las partículas cargadas desviadas por el campo magnético, siendo un elemento fundamental para la reconstrucción cinemática de los decaimientos de los kaones.

3.4. Veto de fotones

En el experimento NA62, el veto de fotones juega un papel fundamental para garantizar la limpieza de la señal, ya que la presencia de fotones no deseados puede simular eventos de interés o introducir ruido significativo en las distribuciones medidas. Para ello, se dispone de un sistema hermético de veto compuesto por tres subsistemas complementarios, que cubren prácticamente todo el rango angular posible con respecto a la línea del haz.

El Large Angle Veto (LAV), mostrado en azul claro en la figura, está constituido por 12 estaciones distribuidas a lo largo del detector. Cada estación contiene un conjunto de cristales de vidrio de plomo (lead glass) altamente eficientes para la detección de fotones. Su función principal es identificar aquellos emitidos a ángulos grandes respecto a la dirección del haz, cubriendo aproximadamente el intervalo entre 10 mrad y 50 mrad. Gracias a su disposición modular y su alta eficiencia, el LAV asegura que los fotones con trayectorias más abiertas no escapen a la detección.

El Calorímetro de Kriptón Líquido (LKr) cubre la región angular intermedia, entre 1 mrad y 10 mrad. Este detector, de gran homogeneidad y excelente resolución en energía, está diseñado para proporcionar una medida precisa de la energía depositada por los fotones y electrones. Su desempeño resulta crucial, dado que en esta región angular se produce una fracción significativa de los fotones provenientes de los decaimientos de kaones, cuya correcta identificación permite reducir de manera drástica los fondos en los canales de interés.

Finalmente, el Small Angle Veto (SAV) completa la cobertura angular en la región más próxima al eje del haz, es decir, para ángulos menores de 1 mrad. Está conformado por dos calorímetros electromagnéticos complementarios: el Intermediate Ring Calorimeter (IRC) y el Small Angle Calorimeter (SAC). Su diseño compacto y alta sensibilidad permiten un veto eficiente incluso en las condiciones más exigentes, donde la densidad de partículas y la proximidad al haz hacen especialmente difícil la detección.

En conjunto, estos tres sistemas garantizan un veto de fotones casi hermético, minimizando la probabilidad de que un fotón escape a la detección y asegurando así la pureza de la muestra de eventos que se emplea para el análisis físico en NA62.

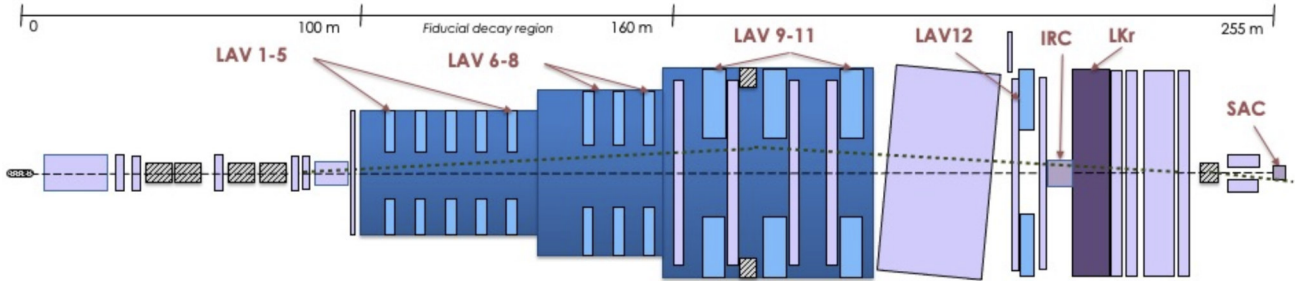


Figura 3.5: Sistema de veto de fotones en el experimento NA62

La Figura 3.5 muestra la disposición del sistema de veto de fotones en el experimento NA62. En azul claro se representa el Large Angle Veto (LAV), compuesto por 12 estaciones distribuidas a lo largo del detector, que cubren los ángulos grandes respecto a la dirección del haz. En color morado intenso se observa el calorímetro de Kriptón Líquido (LKr), encargado de la detección de fotones en la región intermedia de ángulos. Finalmente, el Small Angle Veto (SAV) se encuentra en la parte más cercana al eje del haz, formado por el Intermediate Ring Calorimeter (IRC) y el Small Angle Calorimeter (SAC), completando así la cobertura casi hermética del veto de fotones.

3.5. Veto de Muones

El sistema de veto de muones en el experimento NA62 está diseñado para identificar y rechazar eventos que contienen muones con una eficiencia extremadamente alta, alcanzando un nivel de supresión de aproximadamente 10^{-7} . Esta capacidad es esencial para la búsqueda de procesos raros, donde incluso una pequeña fracción de eventos con muones contaminantes podría enmascarar la señal. Para cumplir con este objetivo, el sistema está conformado por varios subsistemas complementarios que garantizan la cobertura y discriminación necesarias.

Los detectores MUV1 y MUV2 son calorímetros hadrónicos dispuestos secuencialmente, cuya función principal es absorber y caracterizar la interacción de hadrones cargados. A continuación, se encuentra el MUV3, compuesto por un segmento plano de plástico centellador que actúa como detector dedicado a los muones. Entre MUV2 y MUV3 se ha colocado una gruesa pared de hierro, que funciona como un filtro pasivo: su propósito es detener o desviar partículas distintas a los muones, de modo que solo estos últimos, gracias a su mayor poder de penetración, puedan alcanzar MUV3 y ser detectados de manera inequívoca.

De manera complementaria, los sistemas NA48-CHOD y NewCHOD proporcionan información precisa sobre partículas cargadas aguas abajo del detector. Ambos están contruidos a partir de módulos de plástico centellador configurados en forma de hodoscopios. Estos detectores permiten reconstruir la trayectoria de partículas cargadas y, en particular, contribuyen a la medida precisa de su tiempo de vuelo. El NA48-CHOD, en concreto, alcanza una resolución temporal de alrededor de 300 ps, lo cual resulta fundamental para sincronizar la información entre distintos subsistemas y mejorar la identificación de muones.

Finalmente, los detectores MUV0 y HASC completan el esquema de veto, asegurando la hermeticidad frente a piones cargados emitidos en los decaimientos $K3\pi$. Estos sistemas refuerzan la capacidad global del experimento para discriminar entre muones, piones y otras partículas cargadas, contribuyendo así a la reducción eficiente del ruido de fondo en los canales de interés.

En conjunto, el sistema de veto de muones de NA62 constituye una pieza clave en la estrategia de supresión de ruido de fondo, garantizando que los eventos seleccionados estén libres de contaminación por muones y permitiendo alcanzar la sensibilidad requerida en la búsqueda de procesos de desintegración raros.

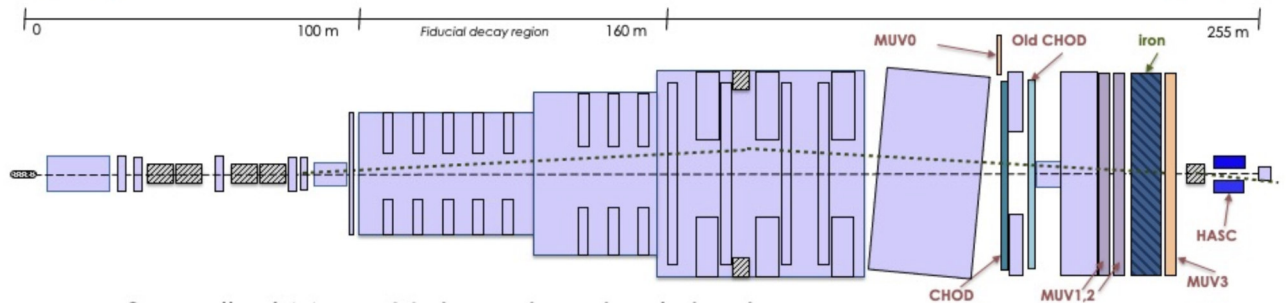


Figura 3.6: Sistema de veto de muones en el experimento NA62

La Figura 3.6 muestra la disposición de los detectores que conforman el sistema de veto de muones en el experimento NA62. Se observa el detector MUV0, seguido de los sistemas de hodoscopios CHOD, NA48-CHOD y NewCHOD, encargados de la detección de partículas cargadas aguas abajo. A continuación, se encuentran los calorímetros hadrónicos MUV1 y MUV2, tras los cuales se ubica una gruesa pared de hierro (iron) que actúa como filtro pasivo. Detrás de ella se localiza el detector MUV3, compuesto por plástico centellador y dedicado específicamente a la identificación de muones. Finalmente, el sistema se complementa con el HASC, que junto con MUV0 asegura la hermeticidad frente a piones cargados, contribuyendo a la reducción del fondo en los canales de interés.

3.6. Trigger System

Dado el enorme flujo de datos generado por el experimento NA62, se ha implementado un sistema de disparo de tres etapas, trigger system, que permite seleccionar de manera eficiente los eventos de interés y descartar la gran mayoría de procesos que corresponden al ruido de fondo, o background. El objetivo principal de este sistema es reducir la tasa de adquisición desde aproximadamente 10 MHz hasta un nivel manejable de alrededor de 10 KHz, sin perder sensibilidad en los canales raros que se buscan estudiar.

La primera etapa, denominada Trigger de Nivel 0, ó L0, está basada completamente en hardware especializado. Su función es proporcionar una decisión rápida (del orden de nanosegundos) a partir de condiciones simples definidas en ciertos detectores clave, como coincidencias temporales o umbrales de energía. Si el sistema de activación de L0 determina que un evento es potencialmente interesante, los datos brutos correspondientes se transfieren desde los distintos subsistemas de detección hacia la granja de computadoras del experimento.

Una vez recopilados, los datos se ensamblan en eventos completos, que son sometidos a las siguientes fases de activación, Triggers L1 y L2. Estas etapas ya no dependen de hardware, sino de algoritmos de selección implementados en C++, los cuales analizan de forma más detallada la información proveniente de múltiples detectores. En estas fases, se aplican cortes cinemáticos y topológicos más complejos, así como verificaciones adicionales de consistencia, con el fin de discriminar de manera eficiente entre los eventos que corresponden a decaimientos de interés y aquellos que constituyen ruido o procesos de fondo bien conocidos.

Gracias a esta estructura jerárquica, el sistema de trigger de NA62 combina alta velocidad de respuesta en la primera etapa con flexibilidad y potencia de selección en las etapas posteriores, garantizando así que solo los eventos más relevantes sean almacenados para un análisis físico detallado.

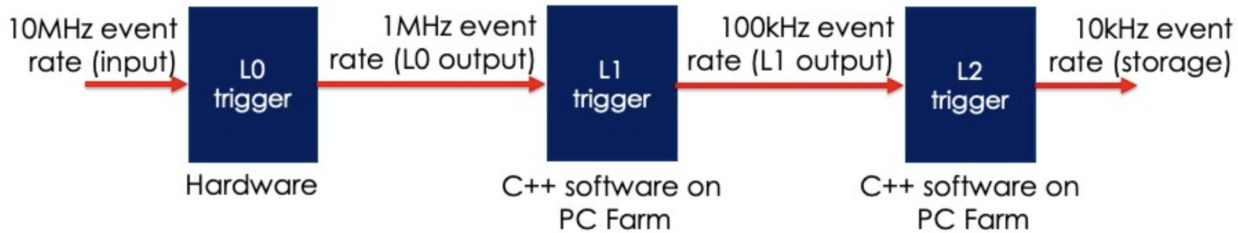


Figura 3.7: Sistema Trigger en NA62

La Figura 3.7 muestra de manera esquemática el funcionamiento jerárquico del sistema de trigger en el experimento NA62. El flujo de datos inicial, de aproximadamente 10 MHz, es procesado en la etapa L0, implementada en hardware, que reduce la tasa a alrededor de 1 MHz. A continuación, los eventos seleccionados pasan a la etapa L1, ejecutada en la granja de computadoras mediante algoritmos en C++, donde la tasa disminuye a 100 kHz. Finalmente, la etapa L2, también basada en software, aplica criterios de selección más complejos, reduciendo el caudal de datos hasta unos 10 kHz, nivel en el que los eventos pueden ser almacenados para su posterior análisis.

3.7. Trabajo previo en el CERN-NA62 por colaboradores de la Universidad de Guanajuato

En el 2022 se graduaron tres alumnos del programa de Maestría en Física de la DCI, bajo la coasesoría del Dr. Marco Antonio Reyes Santos y del Dr. Jurgen Engelfried, del Instituto de Física de la Universidad Autónoma de San Luis Potosí, IFUASLP. El trabajo de estos alumnos fue la búsqueda de K^{*0} 's, K_S^0 's y Λ^0 's, mediante la reconstrucción de masa invariante en eventos con dos tracks. Para lograr su objetivo, el trabajo se dividió en dos partes principales.

En primer lugar, debido a que ni en el IFUASLP ni en la DCI se cuenta con espacio en disco duro suficiente para traer todos los eventos del experimento, el Dr. Jurgen Engelfried hizo una preselección de eventos que permitiera la búsqueda de las partículas requeridas. Para esto, se seleccionaron eventos con dos tracks cuya masa invariante estuviera dentro de una ventana predefinida alrededor de la masa de la partícula buscada, un K_S^0 por ejemplo, con la identificación de partículas adecuada, dos piones, en este ejemplo.

En segundo lugar, se llevaron a cabo las investigaciones de cada proceso particular. Es decir, alumnos y profesores se dedicaron a buscar los distintos cortes cinemáticos que permitieran encontrar picos en las distribuciones de masa invariante correspondientes a las masas de las partículas que buscaban. La idea detrás de los cortes es reducir lo más que se pueda el background debajo de las distribuciones a estudiar, quedando sin embargo, aún cierta cantidad de background por debajo de los picos que obtuvieron, que resulta muy difícil de evitar, porque los procesos que lo generan simulan el proceso de estudio. En particular, dado se buscaron partículas con extrañeza, y que el 6 % de las partículas del haz es de kaones positivos, un background altamente probable en estos eventos con dos tracks es posiblemente atribuible al decaimiento $K3\pi$.

Posteriormente en este trabajo, intentaremos determinar la veracidad de esta hipótesis, recreando los decaimientos estudiados en las tesis mencionadas, y comparando con el posible background debido al proceso $K3\pi$, en donde se supondría que solo dos de los tres piones son vistos por el experimento.

3.7.1. Tesis María José Fonseca: Producción de K_S^0

En el trabajo de tesis de María José Fonseca Vázquez [5], se estudió la producción de K_S^0 en el experimento NA62, suponiendo que el sistema denominado GTK3, que se encuentra en la apertura de la zona de decaimiento, puede servir como un blanco fijo para el haz de 75 GeV/c. Se calculó la masa invariante de dos tracks, mediante la suma de los cuadrimomentos de las partículas del vértice, suponiendo que ambas son piones, ya que el decaimiento de interés en este caso es:

$$K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- . \quad (3.7.1)$$

Para poder limpiar la distribución de masas obtenida, se realizaron los siguientes cortes:

- i) El tiempo entre los tracks del vértice debe coincidir en una ventana de tiempo $|\Delta t| < 2$ ns,
- ii) la separación del vértice con el GTK3 debiera ser $D > 0$ mm, y
- iii) el momento del par ser $P_z \leq 78$ GeV/c, para evitar confusión con una partícula del haz.

Con estos cortes se obtuvo un histograma donde el pico de la distribución de masa invariante está centrado alrededor del valor de masa del K_S^0 :

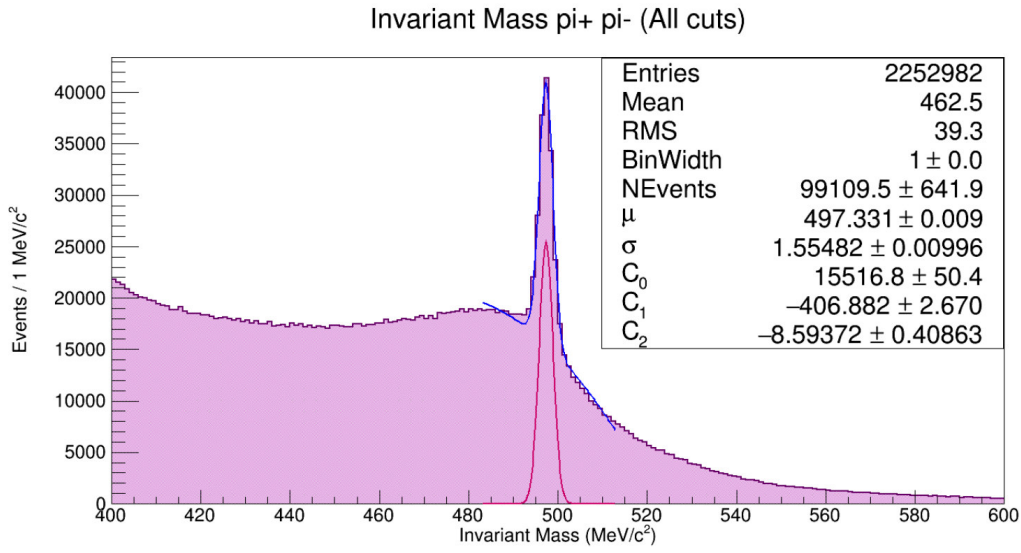


Figura 3.8: Masa invariante con tres restricciones aplicadas: $t < 2$ ns, $D > 0$ mm y $P_z \leq 78$ GeV/c.

La Figura 3.8 muestra la distribución de masa invariante de dos piones, $M(\pi\pi)$ y se aprecia un pico centrado al rededor de la masa del K_S^0 , después de un ajuste en los datos, la tesis muestra que el valor en el que está centrado el pico es: $M_{K_S^0} = 497.331 \pm 0.009$ MeV/c², el cuál coincide con la masa del K_S^0 . Para generar la distribución mostrada en la Figura 3.8, María José explica en su tesis que llevo a cabo tres cortes cinemáticos importantes: Impuso que el tiempo medido entre los tracks fuera menor a 2 ns, con el fin de garantizar que ambos tracks provengan del mismo vértice. El segundo corte importante fue que la distancia entre el vértice y el GTK3 fuera positiva en la dirección del haz, $D > 0$ mm, con el objetivo de asegurar que el vértice donde decae el kaon en dos piones fuera generado después del GTK3, ya que la hipótesis de la tesis indica que la interacción del haz incidente con la última estación del GTK3 es lo que produce K_S^0 's. Por último, se impuso una condición en la componente longitudinal del momento del haz y es que fuera menor a 78 GeV/c, con el fin de garantizar que ninguno de los tracks en realidad fuera una partícula del haz incidente.

En ese trabajo se realizó lo siguiente: distribuciones de masa invariante en bins de distancia y momento, y comparación de la distribución de masa invariante en bins de momento para los diferentes haces, kaón o pión/protón; un cálculo simple del tiempo de vida del K_S^0 , y análisis de la producción de K_S^0 utilizando distintos triggers.

3.7.2. Tesis Ana Isabel Moreno Hernández: Producción de $\Lambda^0(1115)$ y $\bar{\Lambda}^0(1115)$

En el trabajo de tesis de Ana Isabel Moreno Hernández [4], se estudió la producción de de partículas Λ^0 y $\bar{\Lambda}^0$ en el experimento CERN-NA62. Se supuso que el GTK3 funciona como como blanco fijo para el haz incidente, compuesto por piones, protones y kaones. Se logró demostrar que a pesar de que el GTK3 es un elemento muy delgado del aparato, la alta intensidad del haz provoca que se produzcan muchas partículas Λ^0 y $\bar{\Lambda}^0$.

Nuevamente, lo que hizo Ana Moreno fue calcular la masa invariante de dos tracks, mediante la suma de cuádrimomentos de las partículas del vértice, suponiendo que se trata de un par de $p^+\pi^-$ o un par de $p^-\pi^+$ respectivamente, ya que el decaimiento de interés es:

$$\Lambda^0 \rightarrow p^+\pi^- \text{ y } \bar{\Lambda}^0 \rightarrow p^-\pi^+. \quad (3.7.2)$$

Después de una serie de cortes cinemáticos, se obtuvo el siguiente histograma.

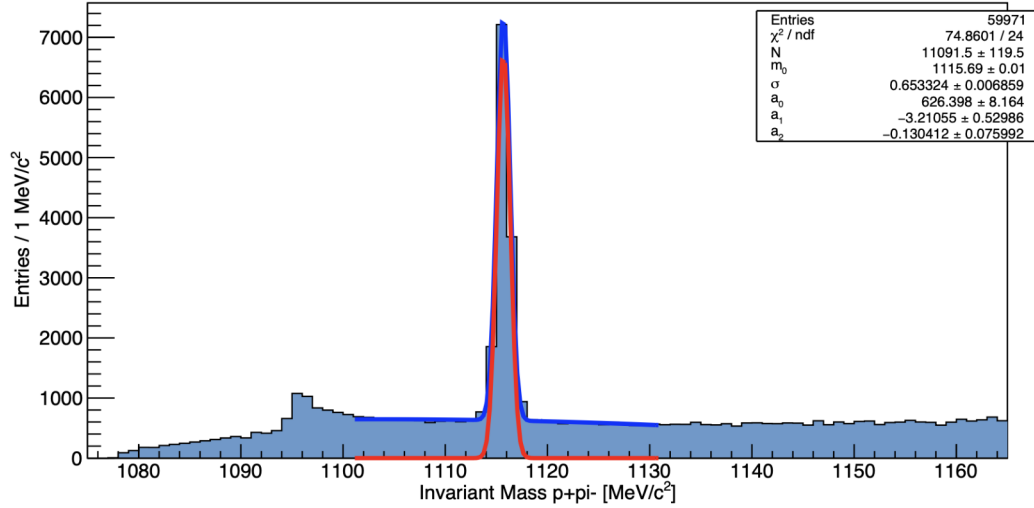


Figura 3.9: Masa invariante de $p^+\pi^-$ con todos los cortes cinemáticos y con ajuste

Los cortes que se utilizaron para obtener la distribución de masa invariante mostrada en la Figura 3.9 fueron: Identificación del protón por medio del RICH, recordemos que en la sección anterior explicamos los componentes del NA62, el RICH es un detector Cherenkov, encargado de la identificación de las partículas salientes. Está diseñado para identificar piones, muones y electrones, por lo que si no detecto ninguna de estas partículas, la partícula saliente es posiblemente un protón. En el trabajo de Ana [4] se explica que el corte que elimina la mayor cantidad de background es cuando se solicita la identificación del protón. Un segundo corte utilizado en la generación del histograma fue imponer que el momento de los dos tracks no superara los 78 GeV/c, dado que el haz incidente posee un momento alrededor de los 75 GeV/c. Al igual que en el trabajo de Maria José Fonseca [5], Ana Moreno utilizó un corte temporal entre los tracks, para garantizar que ambos tracks provengan del mismo vértice. Por último, se realizó un corte respecto a la distancia entre el vértice y el GTK3, donde se tomaron solo en cuenta eventos que tuvieran lugar después del GTK3 en la dirección del haz, es decir, cuando la distancia entre el vértice y el GTK3 fuera positiva.

En la Figura 3.9 también se puede observar un ajuste gaussiano a los datos, donde se muestra que el pico de la distribución de masa invariante de $M(p^+\pi^-)$ se encuentra centrado en el valor de $M_\Lambda = 1115.69 \pm 0.01 \text{ MeV}/c^2$, el cuál corresponde con el valor de Λ reportado por el PDG.[1] Con el ajuste realizado también se llevó a cabo un análisis del tiempo de vida, dando como resultado un valor de $\tau_\Lambda = 30.51 \pm 0.59 \text{ ps}$, el cuál está algo alejado del valor reportado por el PDG, $\tau_\Lambda = 26.32 \pm 0.20 \text{ ps}$.

3.7.3. Tesis Kevin Alexander Rodríguez Rivera: Producción de K^{*0}

El objetivo del trabajo de Kevin Rodríguez fue el estudio de la producción de K^{*0} en NA62, utilizando el haz de kaones positivos y usando como blanco fijo el GTK3 [3]. Para llevar a cabo su estudio, utilizó información proporcionada por los detectores KTAG, GTK, las cámaras STRAW, y el RICH.

Kevin realizó una preselección en los eventos que utilizó para la búsqueda de K^{*0} 's. La preselección que utilizó fue: Eventos con un vértice secundario, con dos partículas asignadas, Pidió que la masa invariante del par de partículas sea compatible con la masa de la partícula de estudio, y utilizó al RICH para la identificación de las partículas salientes.

Al igual que en los trabajos presentados previamente [5] y [4], Kevin Rodríguez calculó la masa invariante de dos tracks mediante la suma de cuadrimomentos de las partículas del vértice, suponiendo que se trata de un par $K^+\pi^-$ o un par de $K^-\pi^+$ respectivamente, ya que el decaimiento de interés es:

$$K^{*0} \rightarrow K^\pm \pi^\mp \quad (3.7.3)$$

Como resultado, se obtuvo la distribución de masa invariante:

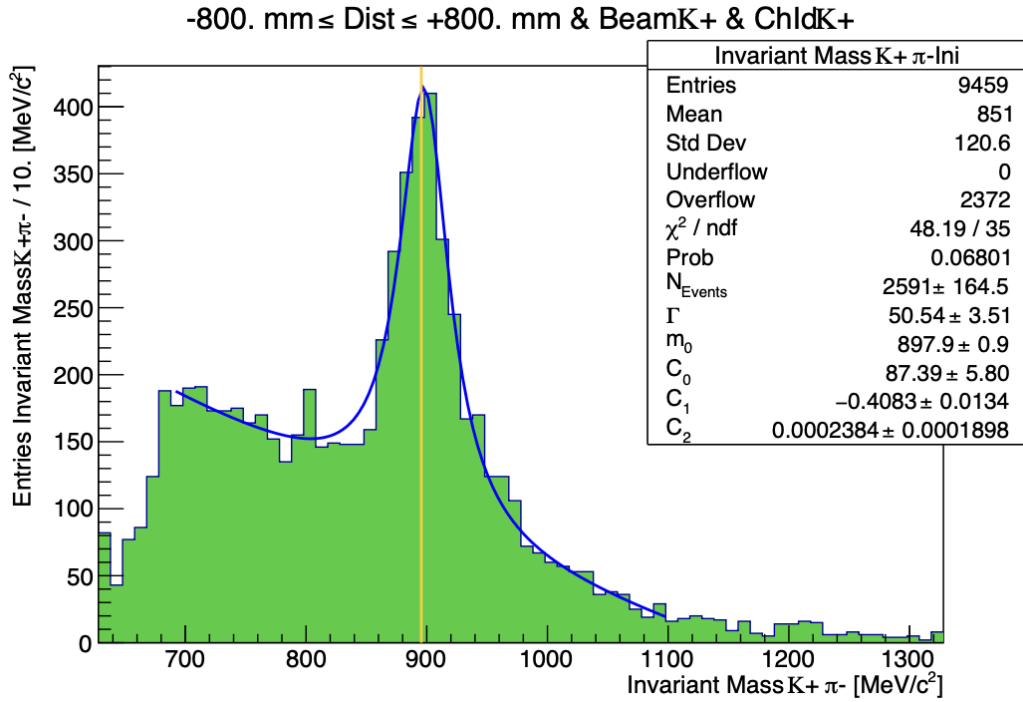


Figura 3.10: Distribución de masa invariante $M(K^+\pi^-)$ con ajuste

Los cortes que Kevin utilizó para eliminar la mayor cantidad de background y que le permitió identificar un pico en la distribución de masa invariante de $M(K^+\pi^-)$ fueron los siguientes: Se realizó un corte en distancia, colocando al GTK3 como el centro de producción, ya que este es un decaimiento fuerte, los eventos que se consideraron se encuentran en un rango de -800 mm hasta 800 mm. El segundo corte, fue la identificación del K^+ producto del decaimiento mediante el RICH, en realidad identificado como no-pión. El tercer y último corte cinemático fue la identificación del haz incidente a través del detector KTAG. Dado que el haz incidente está conformado por piones, protones y kaones, se solicitó quedarse solo con kaones incidentes. Al realizar estos cortes cinemáticos se logra apreciar un pico en la distribución de masa invariante $M(K^+\pi^-)$ alrededor de la masa de K^{*0} , véase la Figura 3.10.

En la Figura 3.10 también se aprecia un ajuste a los datos mediante una distribución BW relativista. Como resultado del ajuste, se determinó que el pico se encuentra centrado en el valor $M_{K^{*0}} = 897.9 \pm 0.9 \text{ MeV}/c^2$, el cual se encuentra cerca de la masa de K^{*0} reportada en el PDG.[1]

Los trabajos de tesis presentados en esta sección utilizan la última estación del GTK del experimento NA62 como blanco fijo, lo que conlleva a la producción de diferentes partículas y resonancias. En el caso de dos tracks se estudiaron la producción de K_S^0 , Λ^0 y K^{*0} . El método utilizado por los tres tesisistas fue el cálculo de la masa invariante de dos tracks mediante la suma de cuadrimomentos de las partículas del vértice. El resultado fue la generación de histogramas donde se muestra una distribución de masa invariante. Para reducir el background presente en sus distribuciones aplicaron cortes cinemáticos en diferentes variables, como lo son la distancia del vértice con respecto a la posición del GTK3, la identificación de las partículas salientes, y ventanas temporales justas, entre otros.

En los tres casos sigue presente algo de background en las distribuciones, que aún con los cortes señalados persiste, el cual se atribuye posiblemente al decaimiento $K3\pi$, donde para eventos con dos tracks uno de los piones es perdido por el detector. El objetivo del presente trabajo es probar esta hipótesis.

Capítulo 4

Análisis del background en vértices con dos tracks, producido por vértices con tres tracks

El trabajo que vamos a realizar ahora consiste en dos partes principales: Primero, queremos verificar si es posible ver en los datos mismos, sin necesidad de recurrir al Monte Carlo del experimento, un pión que haya sido perdido por el detector, proveniente del decaimiento $K3\pi$, que de lugar al background que aparece cuando el vértice sólo tiene dos tracks. Si pudiéramos ver un pico claro en la masa del pión, calculando MM2, sería una clara indicación de que se tiene el proceso de background que investigamos, pero si no obtenemos un pico, al menos queremos ver si podemos determinar de qué manera se vería la distribución de MM2 para ese pión.

En segundo lugar, si podemos encontrar la manera de determinar cómo es la distribución de MM2 para el pión perdido, queremos ver si podemos utilizar esa determinación para limpiar el background que aparece en los procesos estudiados por Ana Moreno [4], María José Fonseca [5] y Kevin Rodríguez [3].

Para poder darnos una idea de lo que sucede en dos tracks, sin usar el MC, primero analizaremos procesos con tres tracks y veremos si podemos generar una distribución de MM2 que nos sirva de guía para los casos de dos tracks.

4.1. Decaimiento $K3\pi$ utilizando vértices con 3 tracks

Como el objetivo principal del presente trabajo es determinar en qué medida el decaimiento $K3\pi$ aparece como background de decaimientos a dos partículas, cuando uno de los piones de $K3\pi$ es perdido por el detector, para empezar calculamos el valor de la masa invariante de los 3 tracks, mediante la suma de los cuadrimomentos de las partículas del vértice, suponiendo que todas son piones, ya que el decaimiento de interés es

$$K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+.$$

Se consideraron todos los eventos con tres tracks, independientemente de si el haz era o no un K^+ .

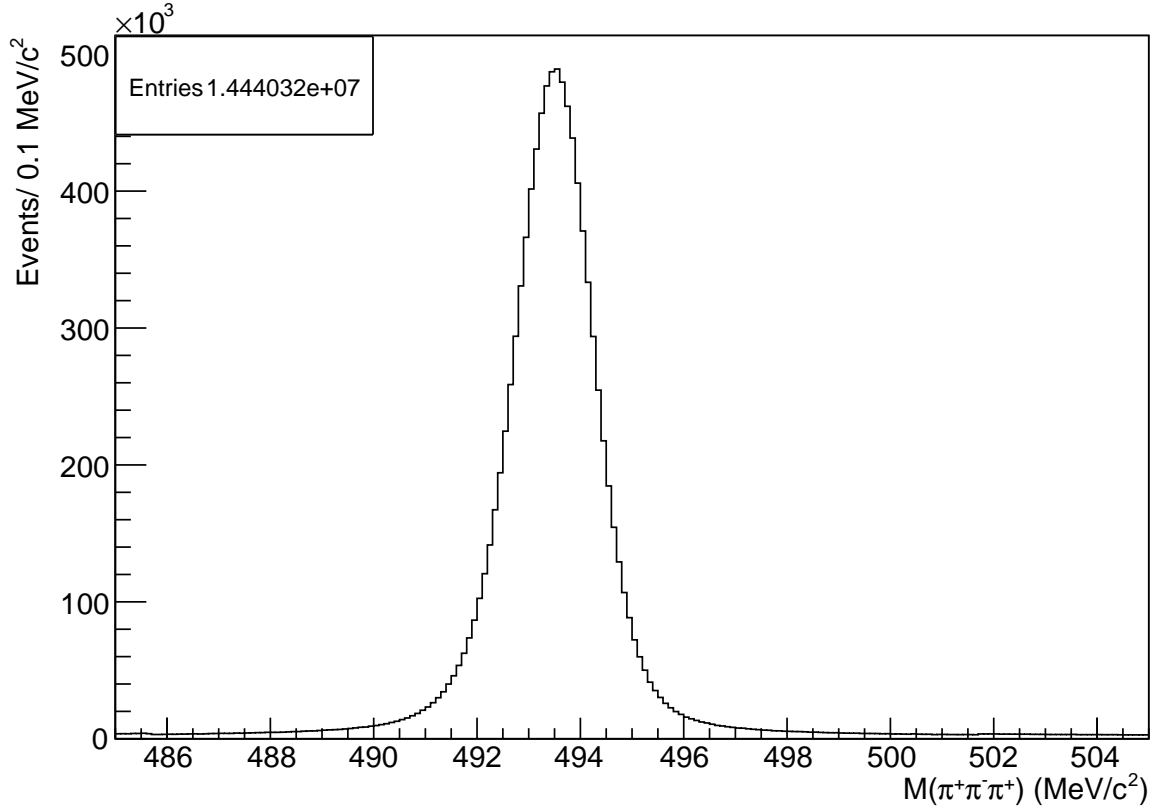


Figura 4.1: Distribución de masa invariante de tres tracks, suponiendo que todos son piones, $M(\pi^+\pi^-\pi^+)$

En el histograma (4.1) se aprecia claramente un pico en la masa invariante de los 3 piones alrededor de $493 \text{ MeV}/c^2$ en el eje x , consistente con la masa del mesón K^+ según los valores del Particle Data Group (PDG) [1]. La forma estrecha y simétrica de la distribución refleja una buena resolución en la construcción de la masa invariante, la cual depende directamente de la precisión en la medida del momento de los tracks cargados. El histograma muestra un background prácticamente despreciable en comparación con el pico central, lo que indica que la contribución de eventos mal reconstruidos o contaminación de otros procesos que produzcan tres tracks es mínima. La alta relación señal/background confirma que la muestra está dominada por verdaderos decaimientos $K3\pi$, con una contaminación despreciable de otros eventos.

Debido a que la descripción del histograma (4.1) es solamente cualitativa, se procedió a llevar a cabo un ajuste del histograma para encontrar el valor exacto donde está centrado el pico que representa a la partícula que decayó en tres piones. La figura (4.2) muestra el ajuste a los datos del histograma (4.1), donde se ajustó el pico utilizando por modelo una gaussiana, es decir, usando la función:

$$f(x) = \frac{\Delta x N}{\sqrt{2\pi} \sigma} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{x - \mu}{\sigma} \right)^2 \right], \quad (4.1.1)$$

donde Δx representa el ancho del bin (BinWidth), que en este caso fue de $0.1 \text{ MeV}/c^2$, N es el número de eventos en la gaussiana, que ya está normalizada, μ es la media del ajuste, representando el valor de la masa invariante de la partícula madre, y σ representa la desviación estándar.

Dado que el ajuste se restringió a un estrecho rango alrededor del pico, no se añadió un componente lineal al background, pues la contribución dominante corresponde a la gaussiana.

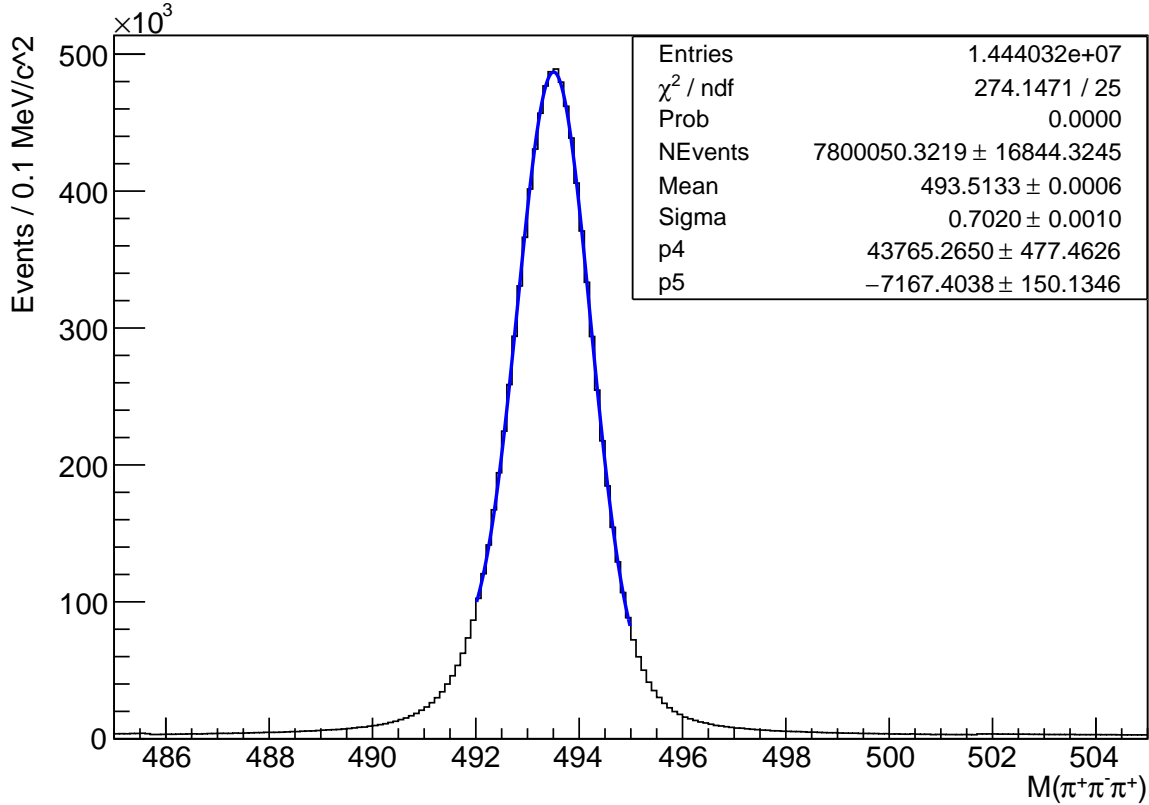


Figura 4.2: Masa invariante de tres piones, ajustada con una gaussiana.

En la Figura 4.2 se muestra el ajuste que se hizo a la distribución de masa invariante $M(\pi^+\pi^-\pi^+)$, mostrada en la Figura 4.1. La media del ajuste indica el valor donde está centrado el pico y que representa la masa invariante de la partícula que decayó en tres piones. Del ajuste se encontró un valor de masa invariante de $M(\pi^+\pi^-\pi^+) = 493.5133 \pm 0.0006 \text{ MeV}/c^2$. Dicho valor se encuentra muy cerca del reportado por el PDG, $M_{K^+} = 493.677 \pm 0.013 \text{ MeV}/c^2$ [1].

También se puede observar una desviación estándar de $\sigma = 0.7020 \pm 0.0010 \text{ MeV}/c^2$, del ajuste, la cual está relacionada con la resolución experimental en la reconstrucción del K^+ .

El valor de χ^2 indica que el modelo de ajuste elegido describe razonablemente bien el pico. Para los propósitos de este trabajo no es prioritario realizar un ajuste riguroso, basta con el hecho de mostrar que el centro del pico que representa el valor de la masa invariante se aproxima bastante bien al valor de la masa del K^+ .

Como la hipótesis del trabajo sugiere que en el decaimiento $K3\pi$ uno de los piones es perdido por el detector, generando un evento con solo dos tracks, se analizaron primero estos eventos con tres tracks, simulando la pérdida de un pión al ignorar intencionalmente uno de los tracks. El objetivo de este análisis es posteriormente extender el procedimiento para eventos con dos tracks, donde realmente no se cuenta con información del supuesto pión perdido, y se busca inferir su existencia a partir de la masa perdida, que se calcula como el cuadrimomento al cuadrado, pues puede ser negativa. Debido a eso se llama MM2.

En el caso de los eventos con tres tracks, se reconstruyó la masa invariante al cuadrado del track faltante a partir de la suma de cuadrimomentos de las partículas restantes en el vértice, bajo la suposición de que el haz incidente tenía un momento de $\vec{P} = 75 \text{ GeV}/c$, como primera aproximación a la configuración experimental. Es decir, se utilizó el calculo de cuadrimomentos

$$P_{miss} = P_{K^+} - P_{\pi^+} - P_{\pi^-}, \quad MM2 = P_{miss}^2 \quad (4.1.2)$$

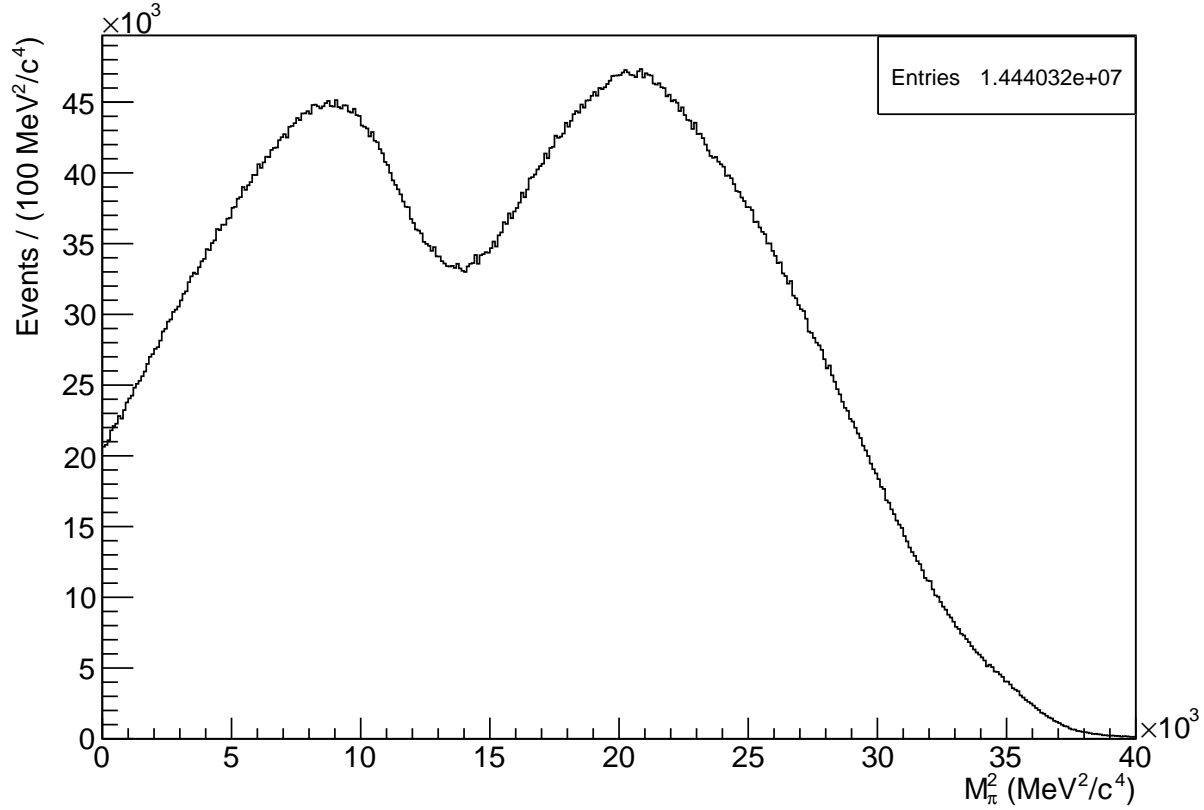


Figura 4.3: MM2 del pion faltante en $K3\pi$ para vértices con tres tracks y un haz incidente de $75 \hat{z}$ GeV/c

La masa del pión reportada en el PDG [1] es de

$$M_\pi = 139.57039 \pm 0.00018 \text{ MeV}/c^2, \quad (4.1.3)$$

lo que corresponde a una masa al cuadrado de

$$M_\pi^2 \approx 19480 \text{ MeV}^2/c^4. \quad (4.1.4)$$

En la Figura 4.3 no se observa un pico definido alrededor de este valor. En su lugar, la distribución presenta una forma ancha y deformada, con dos máximos locales y un valor promedio desplazado hacia la izquierda del valor que esperábamos, aproximadamente en $15900 \text{ MeV}^2/c^4$, es decir, cerca de $4000 \text{ MeV}^2/c^4$ por debajo de lo esperado. Hasta aquí no tenemos alguna indicación de la existencia de estos dos máximos. Lo que hicimos fue verificar si estos podrían deberse a que estamos tomando al tercer track asociado al vértice como un pión positivo, pero realmente no habíamos verificado la carga. Así que primero nos aseguramos de que la carga de este track fuera positiva, dado que en el caso de dos tracks el pión perdido en el decaimiento $K3\pi$ tendría carga positiva. El resultado se muestra en la Figura 4.4, donde no se aprecia un cambio significativo en la distribución de MM2 respecto al de la Figura 4.3. Nuestro siguiente intento fue checar si la distribución se debía a que usábamos cualquier tipo de haz, sin preguntarle al KTag si era un kaón. Para este intento pedimos la identificación de que el haz incidente estuviera conformado exclusivamente por kaones. Hay que señalar que aunque pedimos identificación del haz, hasta aquí nosotros asignamos al haz el momento de 75 GeV/c solo en la dirección \hat{z} . La Figura 4.5 muestra la distribución de MM2 con este último corte. Sin embargo, tampoco se observa un cambio significativo en la distribución de MM2. Después de aplicar estos cortes no estamos seguros porque aparecen dos lomas en la distribución de MM2.

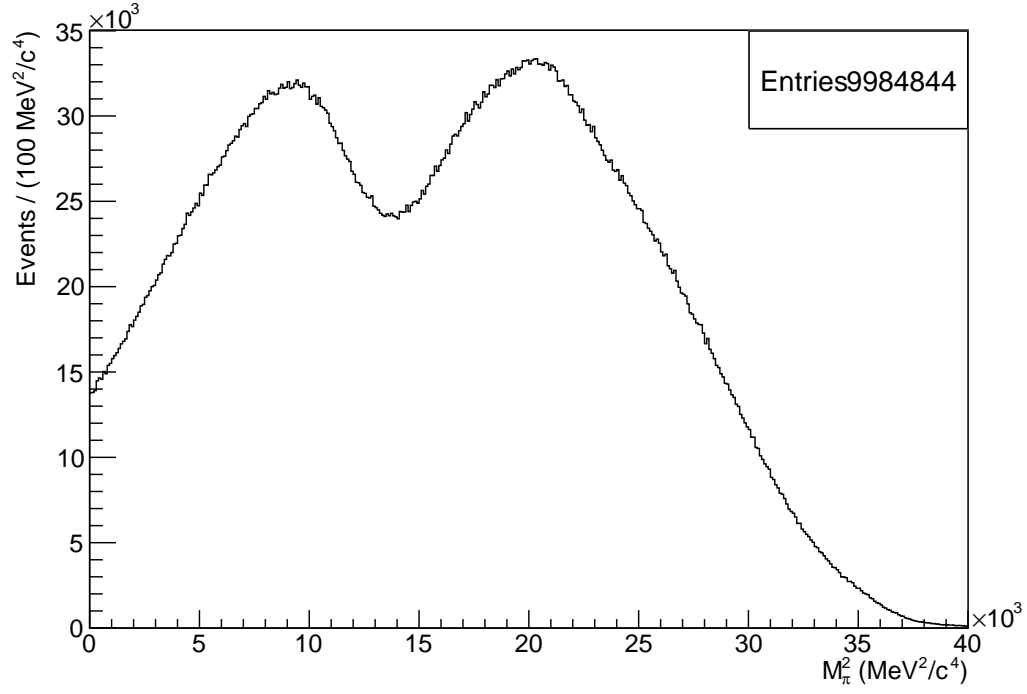


Figura 4.4: MM2 del pión faltante en $K3\pi$ para vértices con tres tracks, suponiendo un haz incidente de $75\text{ GeV}/c$ en la dirección \hat{z} y que la carga del del no incluido fuera positiva.

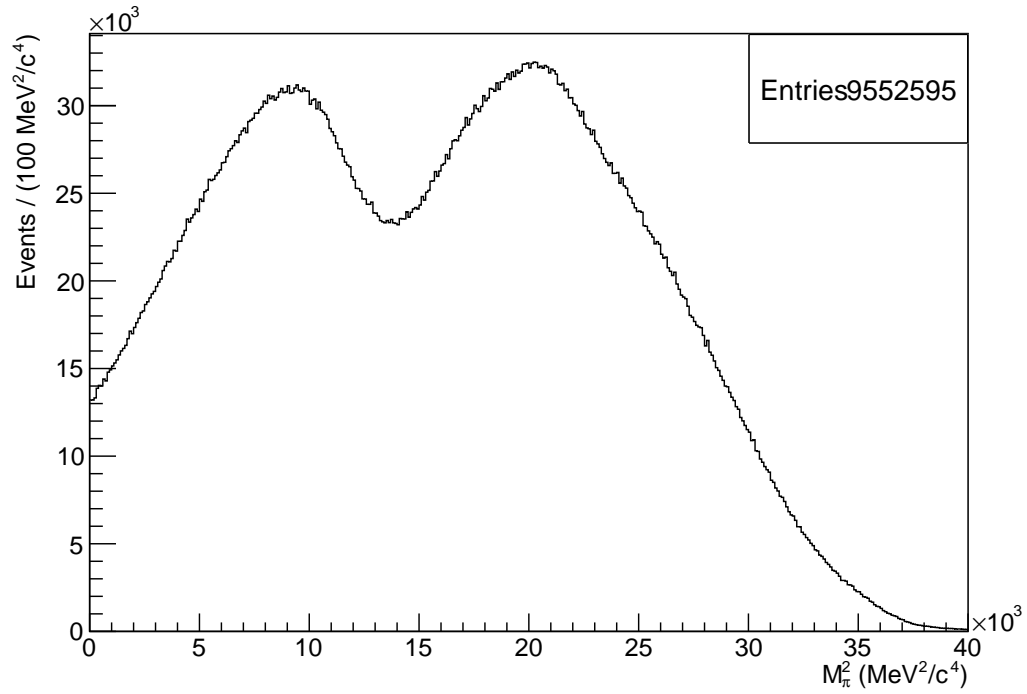


Figura 4.5: MM2 del pión faltante en $K3\pi$ para vértices con tres tracks, suponiendo un haz incidente de $75\text{ GeV}/c$ en la dirección \hat{z} y que el KTag identificara al haz como un K^+ .

La anchura de la distribución es considerable y no nos da ninguna información sobre el objeto de estudio. Pero lo ancho sí indica que el método de reconstrucción a partir de tres tracks ignorando uno de ellos debe ser más complejo de lo que inicialmente supusimos. Algunos factores que pueden estar contribuyendo a esto podrían ser:

- Que la suposición de tener un haz incidente con momento fijo de $75\text{GeV}/c$ en la dirección \hat{z} , puede ser una mala aproximación.
- Posibles efectos cinemáticos y de resolución del detector que distorsionan la reconstrucción del cuadrimento faltante.

La hipótesis de posibles efectos cinemáticos y de resolución del detector que pudieran distorsionar la reconstrucción del cuadrimento del pión faltante no parece ser muy importante, dado que el histograma (4.2), donde se muestra la reconstrucción de la masa invariante de los tres piones, refleja una buena resolución, como se explicó en la descripción de dicha figura. Después de verificar cuidadosamente los desarrollos matemáticos y confirmar que no hubiera errores en el código utilizado para generar el histograma anterior, se concluyó que la causa principal de la discrepancia observada era la suposición de un haz incidente con un momento fijo de $75\text{GeV}/c$ en la dirección longitudinal, es decir,

$$\vec{P}_{K^+} = 75\text{GeV}/c. \quad (4.1.5)$$

Podemos decir que dicho valor corresponde al valor que dentro de la colaboración NA62 se podría tomar como el valor nominal del haz, pero no refleja de manera correcta la realidad experimental. La diferencia entre el valor nominal y el valor real del momento del kaón podría ser lo que impide que se obtenga la distribución adecuada del MM2 asociada al pión faltante en el decaimiento $K3\pi$.

Debido a lo anterior, procedimos a revisar la distribución del momento del haz incidente, pero solamente calculada a partir de la suma de los momentos de los tres piones reconstruidos en el vértice del decaimiento:

$$\vec{P}_{K^+} = \vec{P}_{\pi^+} + \vec{P}_{\pi^-} + \vec{P}_{\pi^+}, \quad (4.1.6)$$

es decir, suponemos que el haz es un kaón que decae en 3π .

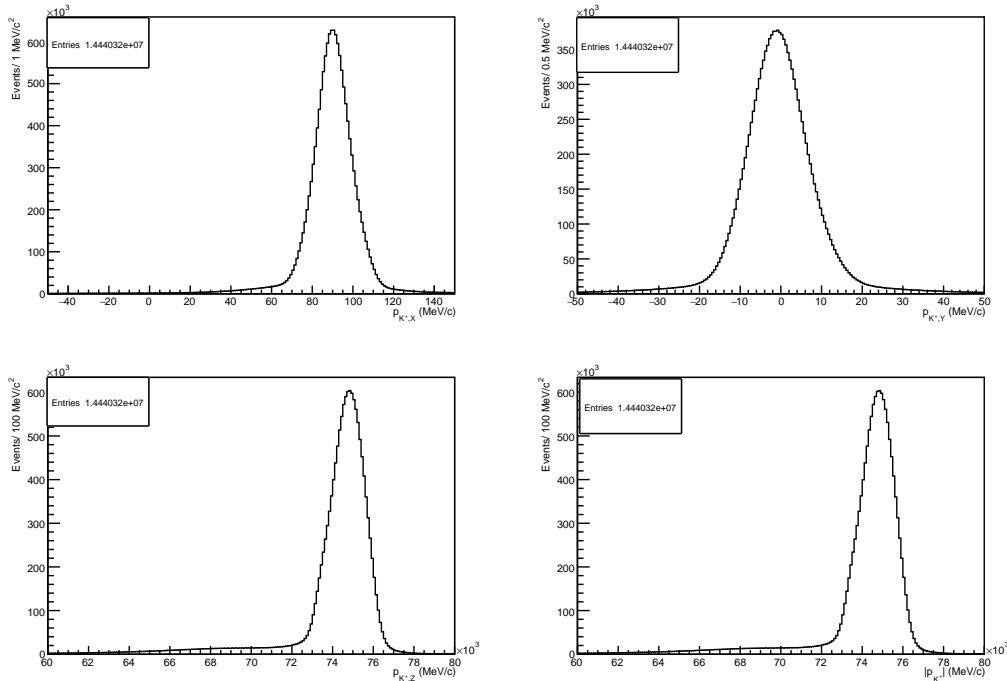


Figura 4.6: Distribuciones de momento del haz incidente usando eventos con 3 tracks.

En la parte superior izquierda de la Figura 4.6 se muestra la distribución de la componente P_x con un valor medio de aproximadamente 90 MeV/c. Aunque esta desviación es pequeña comparada con la magnitud total del momento, veremos adelante que resulta significativa a la hora de reconstruir la masa invariante del pión faltante, ya que corrige la resolución obtenida en el cálculo de MM2.

La gráfica superior derecha corresponde a la componente P_y . En este caso el valor medio es prácticamente nulo, lo cual indica que el haz no presenta desviaciones relevantes en esta dirección.

En la parte inferior izquierda se encuentra la distribución de la componente longitudinal P_z . Como era de esperarse, esta resulta muy cercana a la magnitud nominal del momento, ya que el haz se encuentra prácticamente dirigido en la dirección z .

Finalmente, la imagen inferior derecha corresponde a la magnitud total del momento, con un valor medio obtenido de $|p_{K^+}| \approx 74.2 \text{ GeV}/c$, es decir, casi 1 GeV/c por debajo del valor nominal de 75 GeV/c coloquialmente citado en el experimento.

Los ajustes gaussianos de las distribuciones del momento del haz, calculado de esta manera, y mostrados en la Figura 4.7, permiten una mejor estimación del valor medio y la dispersión de cada componente. En la magnitud total del momento se obtuvo $\mu = 74824.1496 \pm 0.05179 \text{ MeV}/c$, alrededor de 1 GeV/c debajo del valor nominal citado por el experimento. En las componentes transversales se encontró que el haz presenta un valor promedio en p_x de $\mu_x = 90.3464 \pm 0.0037 \text{ MeV}/c$, equivalente a un ángulo medio de $\theta_x \approx 1.2 \text{ mrad}$, debido a la relación:

$$\theta_x = \frac{\mu(P_x)}{\mu(P_z)}, \quad (4.1.7)$$

Con los valores del ajuste tenemos que:

$$\theta_x \approx \frac{90}{74820} \approx 1.2 \text{ mrad}, \quad (4.1.8)$$

es decir, 1.2 mrad es la inclinación promedio del haz en el plano xz . Mientras que en \hat{y} el valor medio es prácticamente nulo, $\mu_y = -1.0750 \pm 0.0040 \text{ MeV}/c$, lo que indica una orientación bien centrada en esa dirección. Finalmente, la componente longitudinal P_z reproduce casi exactamente la magnitud total, $\mu_z = 74824.0852 \pm 0.5179 \text{ MeV}/c$, como se espera, dado que el haz está prácticamente alineado en esta dirección.

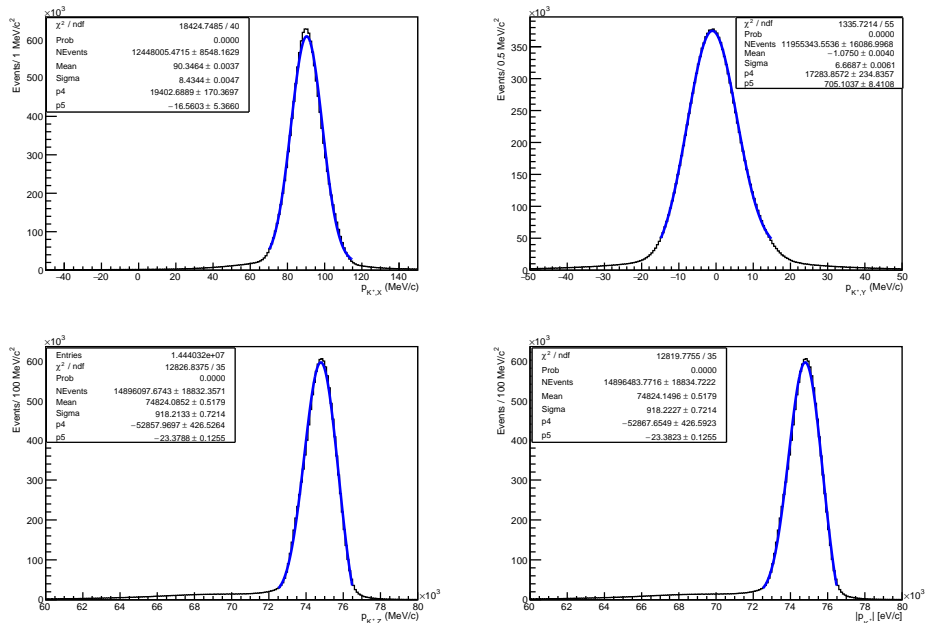


Figura 4.7: Ajuste en las distribuciones de momento del haz incidente usando eventos con 3 tracks

De la Figura 4.7 podemos ver que el valor promedio del momento de los kaones que decaen en tres piones es

$$\vec{P}_{\text{beam}} = (90.34, -1.08, 74824.14) \text{ MeV}/c. \quad (4.1.9)$$

A continuación, se procedió a replicar los cálculos para la obtención de la masa invariante de un pión en eventos con tres tracks, usando para el momento del K^+ la suma de momentos de los piones, evento por evento.

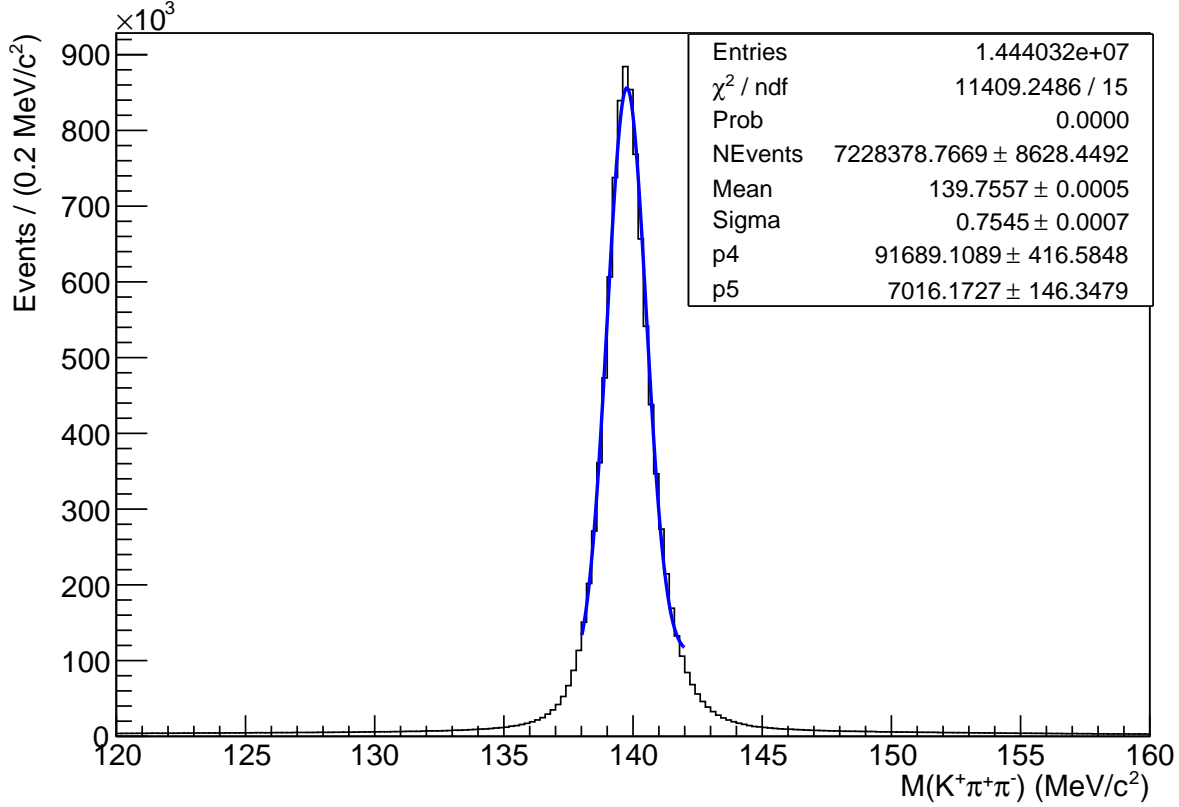


Figura 4.8: Distribución de la energía perdida, calculada con el MM2, suponiendo un pión perdido en el decaimiento $K3\pi$, usando el valor real de momento del haz incidente como la suma de los momentos de los piones. Se ajustó el pico usando una gaussiana.

En la figura (4.8) se muestra la distribución de masa invariante perdida, o energía perdida, del tercer pión del decaimiento $K3\pi$, utilizando el valor del momento del haz, calculado como la suma de los momentos de los tres piones. Cabe aclarar que aquí para la energía del K^+ no se usó la suma de energías de los tres piones, sino que se utilizó el valor

$$E_{K^+} = \sqrt{m_{K^+}^2 + \left(\sum \vec{p}_\pi\right)^2}, \quad (4.1.10)$$

eso permite que en la distribución de missing mass se pueda apreciar un pico alrededor de la masa del pión faltante, y no es un solo bin, sino que los errores asociados a la medida de la masa del K^+ usando las energías de los piones, ahora se transformen en los errores en la medida de la masa del π faltante, obteniéndose una distribución ancha.

Comparando con lo que se obtuvo en la figura (4.3) podemos ver que al menos para tres tracks este sería el camino correcto a la hora de buscar al tercer pión.

El valor medio de la distribución se encuentra en $M_\pi = 139 \text{ MeV}/c^2$, un valor sumamente cercano al de la masa conocida del pión $139.57 \text{ MeV}/c^2$ [1], y con una resolución de $\sigma \approx 0.75 \text{ MeV}/c^2$, obtenida a partir del ajuste gaussiano mostrado en la figura (4.8). El ajuste superpuesto al histograma confirma que la señal del pión cargado está bien descrita por una función gaussiana, cuyo ancho refleja directamente los errores experimentales

asociados. Los parámetros obtenidos, el valor promedio del ajuste $\mu = 139.7557 \pm 0.0005 \text{ MeV}/c^2$ y el ancho de la gaussiana $\sigma = 0.7545 \pm 0.0007 \text{ MeV}/c^2$, son consistentes con la masa del pión y muestran que el procedimiento de reconstrucción reproduce con gran precisión el valor que se esperaba. El bajo valor de la incertidumbre en σ es consecuencia de la alta estadística disponible.

Lo destacable de este análisis fue que se pudo demostrar que usando el momento adecuado del haz incidente de kaones, reconstruido a partir de la suma de momento de los piones que salen del vértice, como se indica en la ecuación (4.1.6), podemos reconstruir al pión perdido. Claramente, para eventos con dos tracks no podremos usar el momento del K^+ como la suma de los momentos de tres partículas, pero vamos a ver más adelante que hay una manera de darle la vuelta a ese problema.

Hasta este punto, los cálculos de masa invariante del pión faltante se habían realizado sin distinguir el tipo de haz incidente, y solo supusimos que la mayoría correspondería a kaones que decayeron en tres piones. Sin embargo, debemos recordar que también están presentes haces de piones/protones. Aunque solo el 6% de las partículas del haz son kaones, una vez que pedimos eventos con tres tracks las proporciones cambian, y ahora mayormente tendríamos un haz de kaones. Para profundizar en este aspecto, separamos las contribuciones de los distintos tipos de haz incidente en las gráficas de masa invariante del pión perdido.

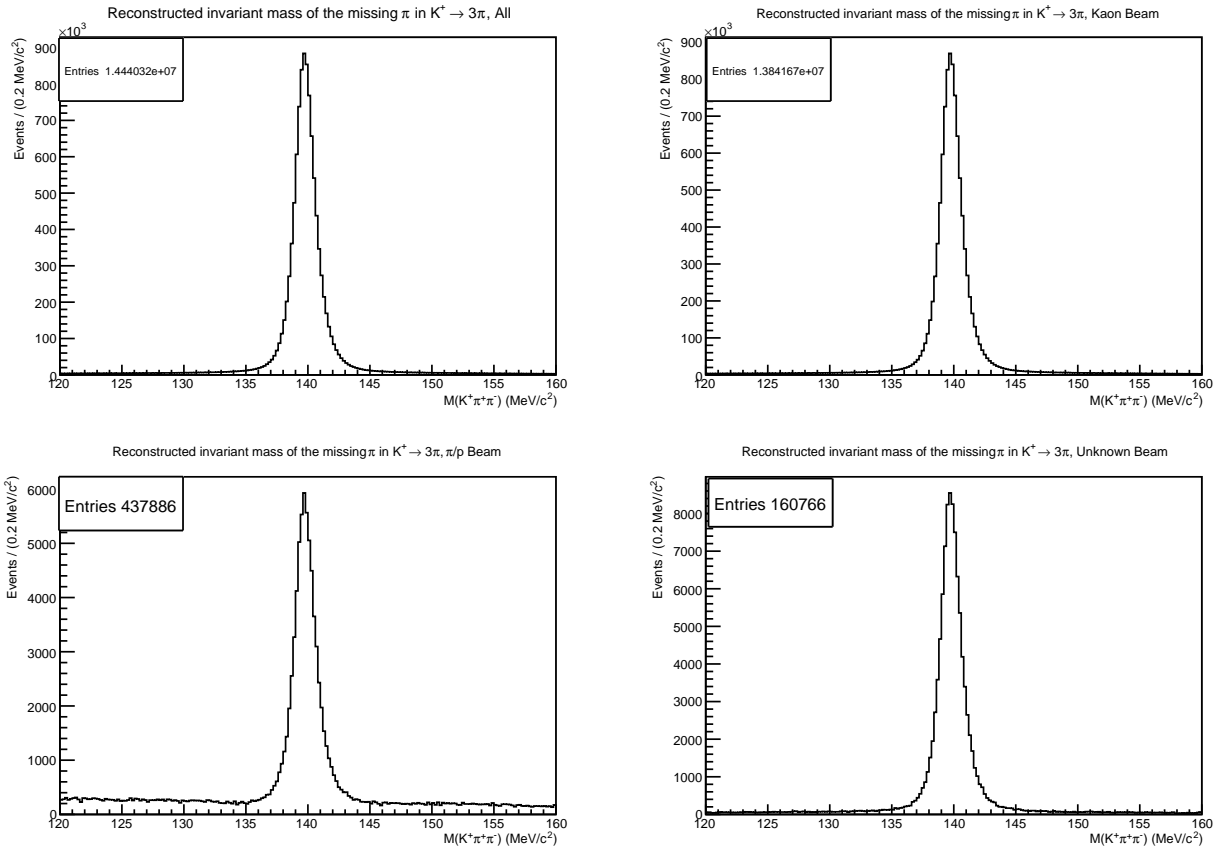


Figura 4.9: Distribución de masa invariante perdida en el decaimiento $K3\pi$ en eventos con 3 tracks, quitando uno de los piones separado las contribuciones de acuerdo a la identificación del haz por el KTAG.

En la imagen superior izquierda de la figura (4.9) se observa la distribución de masa invariante para cualquier tipo de haz. En la imagen superior derecha se tiene esa distribución cuando el haz está compuesto exclusivamente por kaones, de acuerdo a la identificación del KTAG. El resultado muestra que el número de eventos es muy cercano al obtenido en la imagen superior derecha, lo que confirma que la fracción dominante del haz son kaones cuando pedimos eventos con 3 tracks. Además, el ancho de la distribución es ligeramente menor, lo que indica que ese es el proceso correcto para estos 3 tracks.

Por otro lado la imagen inferior izquierda de la figura (4.9) presenta la reconstrucción de la masa invariante del pión faltante cuando el haz incidente corresponde a un haz de piones/protones. Nuevamente aparece un pico alrededor de la masa del pión, pero con un background considerablemente más elevado a comparación con el caso anterior. El número de entradas es varios ordenes de magnitud menor respecto al número cuando el haz fue etiquetado por el KTAG como un kaón, lo que representa un valor del orden del 0.7%, si consideramos únicamente la altura de los picos, lo que refleja la alta eficiencia del KTAG. Aún cuando el haz incidente está compuesto de piones/protones, se observa un pico en la masa del pión, lo que puede indicar varias cosas, por ejemplo, la aparición de kaones mal identificados por el KTAG como piones o protones, la falta de identificación de partículas extras en el evento, provocando el background visto, etc. Algunos procesos de background que permiten la aparición de un estado compatible con $K3\pi$ son interacciones inelásticas de piones o protones con algunas componentes del espectrómetro, como el GTK3, u otras partes. En particular, estos choques con el GTK3 son los que fueron utilizados para las investigaciones realizadas por alumnos de la DCI anteriormente.[3, 4, 5]

Finalmente, en la imagen inferior derecha de la figura (4.9) se muestra el resultado obtenido cuando el haz incidente no fue identificado por el KTAG, es decir, cuando no se clasificó ni como kaón ni como pión/protón. Aunque el número de eventos es pequeño, se observa de nuevo un pico en torno a la masa del pión, con un background reducido y una desviación estándar más pequeña. El número de eventos en este escenario corresponde aproximadamente al 1% de los obtenidos con el haz de kaones, lo que implica que el KTAG identifica correctamente a los kaones con una eficiencia por encima del 97%, como ya ha sido señalado anteriormente.[13]

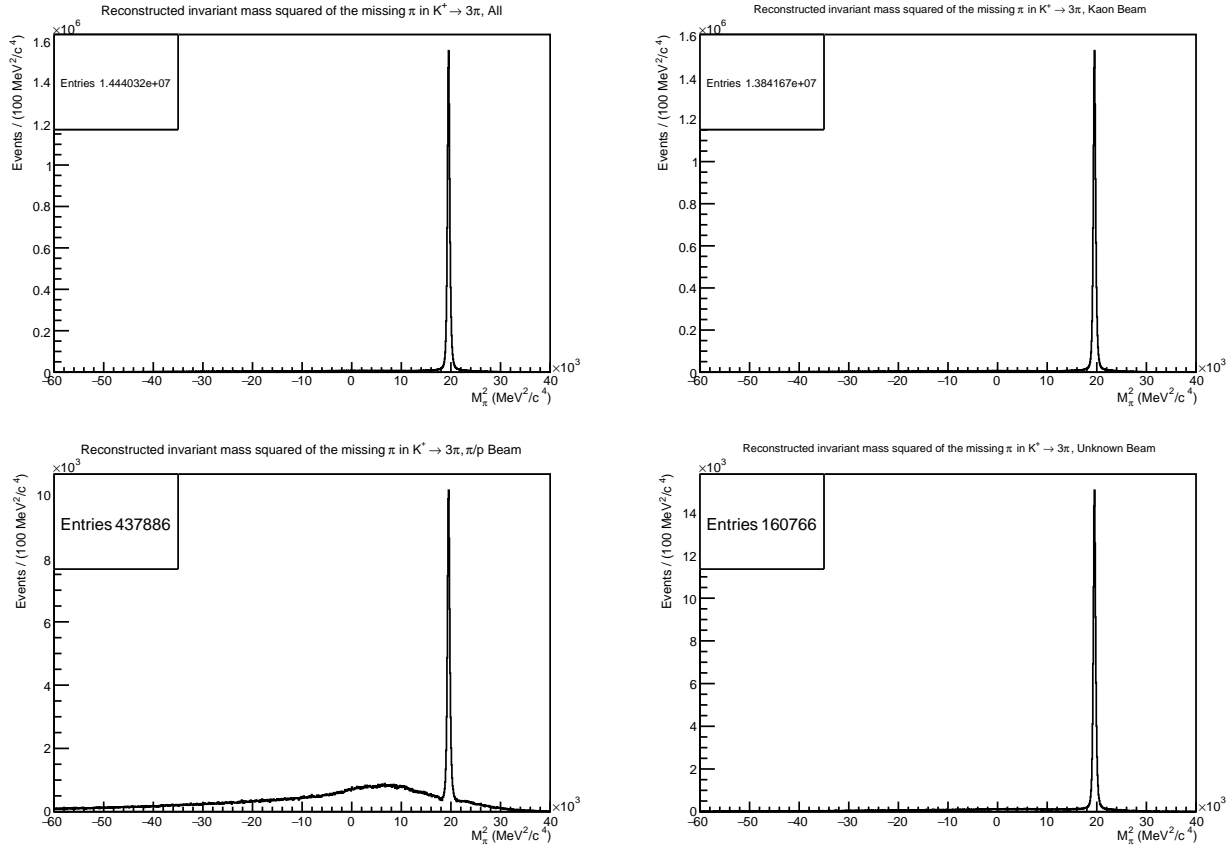


Figura 4.10: Distribución de MM2 del tercer pión en el decaimiento $K3\pi$ en eventos con 3 tracks para todos los tipos de haz

Antes de concluir esta sección, notamos que el background debajo del pico del pión perdido en la gráfica en donde el haz fue señalado por el KTAG como pión/protón, no es el mismo que en el resto de las figuras. Es más, el background parece crecer para valores debajo del valor de la masa del pión. Esto podría ser útil ya que podría proporcionar información adicional sobre el tipo de eventos que aparecen en el detector como 3 tracks.

Para poder ver qué hay más allá de la ventana donde buscamos al pión perdido en la masa invariante de K^+ contra dos piones, se comparan las distribuciones obtenidas bajo distintos supuestos sobre la naturaleza del haz incidente: sin restricción en su composición, considerando exclusivamente kaones, seleccionando eventos con haz de piones o protones, y finalmente aquellos en los que el haz no fue identificado por el KTAG.

En la imagen superior izquierda se muestra la distribución de MM2 del pión perdido cuando no se impone restricción sobre la composición del haz. Se observa un pico definido en torno al valor esperado, $M_\pi^2 \approx 19480 \text{ MeV}^2/c^4$, acompañado de un bajo nivel de background, que no muestra ninguna distribución aparente. En la imagen superior derecha de la figura (4.10) se consideran únicamente eventos en los que el haz incidente fue identificado como kaón. Aquí nuevamente aparece un pico claro con un pequeño background.

La imagen inferior izquierda de la figura (4.10) corresponde al caso en que el haz incidente está compuesto por piones o protones. Aunque todavía se observa un pico en el valor esperado, el nivel de background es considerablemente mayor, destacando la presencia de un bulto en el background entre los $-10000 \text{ MeV}^2/c^4$ y los $18000 \text{ MeV}^2/c^4$, esto podría indicar la presencia de algún otro decaimiento a tres partículas, como $K^{*+} \rightarrow K^+ \pi^- \pi^+$, pero esto sería tema de un trabajo futuro: averiguar que hay realmente en ese bulto de background.

Finalmente, en la imagen inferior derecha de la figura (4.10) se muestra la distribución MM2 para eventos en los que el haz no fue identificado por el detector KTAG. El número de entradas es mucho menor que en los demás casos, pero aún así se observa un pico alrededor de la masa del pión, con un bajo nivel de background.

Estas figuras no fueron hechas con escala logarítmica en el eje vertical para mostrar que el background solo se observa cuando el haz es de π/p .

4.2. El decaimiento $K3\pi$ como background en eventos con 2 Tracks

El objetivo inicial del presente trabajo es averiguar si el principal background presente en decaimientos a dos tracks, donde esperamos la producción de K_S^0 's, K^{*0} 's, y Λ^0 's, proviene del proceso $K3\pi$. El interés es comprobar si este decaimiento puede manifestarse en eventos con solo dos tracks detectados, cuando uno de los piones no es registrado por el detector. Además, si esto es así, tenemos que averiguar si podemos cuantificar la cantidad de background que este proceso representa, y ver si podemos utilizar de alguna manera estos eventos para reducir el background en eventos con dos tracks.

Al igual que se hizo en eventos con 3 tracks, se reconstruyó la distribución de MM2 de un supuesto tercer pión, perdido, a partir de la suma de cuadrimomentos de las partículas en el vértice, suponiendo que ambas son piones, y restándola al cuadrimomento del haz incidente, suponiendo que se trata de un kaón con momento lineal de $75 \text{ GeV}/c$ en la dirección \hat{z} . Entonces, seguimos la fórmula (4.1.2) utilizada anteriormente,

$$P_{miss} = P_{K^+} - P_{\pi^+} - P_{\pi^-}, \quad MM2 = P_{miss}^2$$

donde $P_{K^+} = (0, 0, 75) \text{ GeV}/c$.

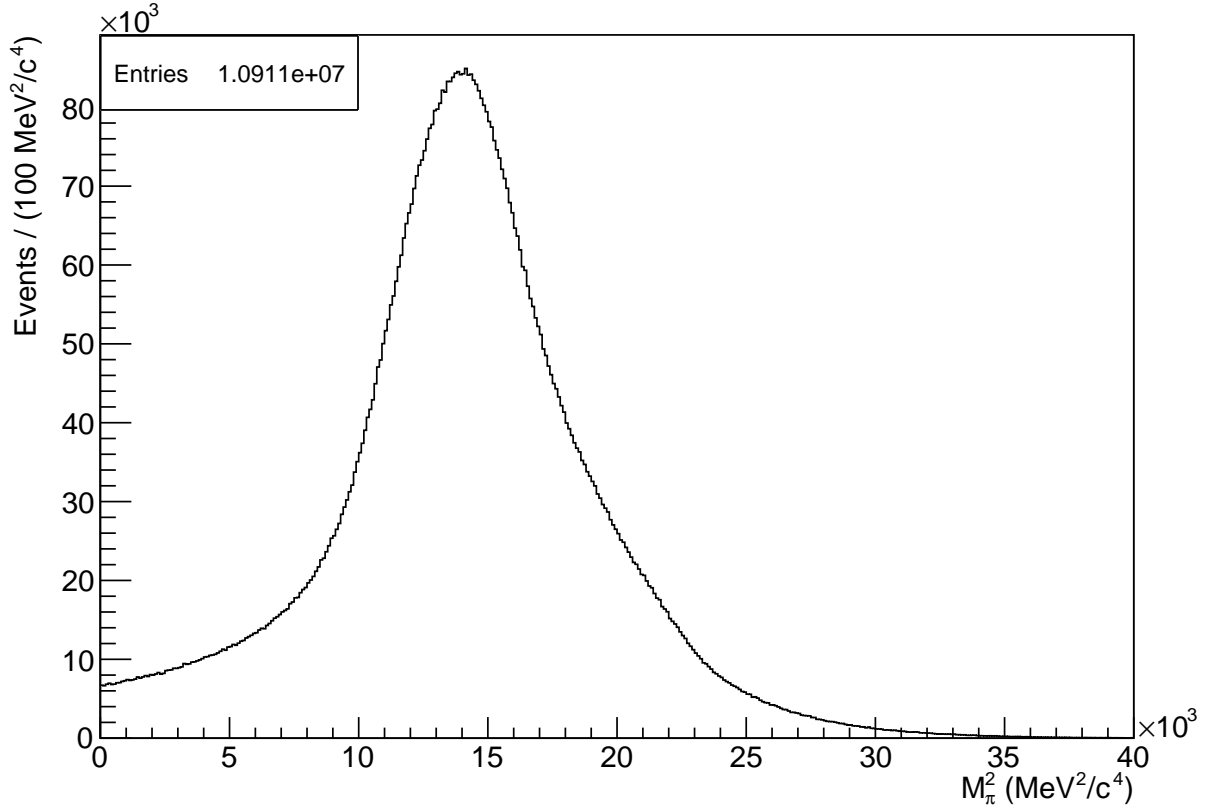


Figura 4.11: MM2 del pión faltante en $K3\pi$, para eventos con dos tracks

La figura muestra la distribución del MM2 asociado al pión faltante en el decaimiento $K3\pi$, considerando únicamente eventos con dos tracks. Para el haz se supuso un momento de $75 \text{ GeV}/c$ en la dirección z . La forma del histograma presenta una distribución amplia con un pico aproximadamente en $MM2 \approx 14000 \text{ MeV}^2/c^4$, siendo que la masa al cuadrado de un pión es de $1940 \text{ MeV}^2/c^4$, y no vemos el menor asomo de un pico en ese valor.

Es conveniente señalar aquí que no hemos usado el valor del momento del haz medido por el detector. La razón de proceder de esta manera es que simplemente supondremos que el decaimiento $K3\pi$ proviene de un haz de kaones con el valor nominal del haz del NA62. Más adelante veremos qué tan limitante es ésta hipótesis.

Es claro entonces que no se observa un pico nítido en la posición esperada de la masa al cuadrado del pión, sino que el máximo aparente de la distribución se encuentra desplazado hacia valores menores. Este corrimiento, junto con el ensanchamiento de la distribución, podemos pensar que se puede deber a dos posibles causas:

- 1) o bien no somos capaces de determinar correctamente el MM2, debido a que solo tenemos dos tracks en lugar de tres, ó
- 2) el usar el valor de momento como $\vec{p} = 75\hat{z} \text{ GeV}/c^2$ es demasiado limitante, y debemos usar el valor exacto del haz.

Es importante señalar que las distribuciones de las figuras (4.3) y (4.11) no son nada parecidas, por lo que no tenemos una guía adecuada cinemáticamente para proceder, y posiblemente se requiera un análisis mucho más complejo que el simplemente usar la fórmula (4.1.2) para resolver nuestra hipótesis. Esto nos lleva a una encrucijada, porque podemos ver que el máximo en la distribución de MM2 está muy lejos de parecerse a un pico en la masa del pión al cuadrado.

A partir de ese momento empezamos a hacer conjeturas, como buscar por medios numéricos el valor del momento del haz que nos diera de mejor manera un pico de masa del pión al cuadrado, aún sin recurrir al valor medido por el experimento para el momento del haz, tratando de suponer que el decaimiento $K3\pi$ no necesariamente provendría del haz, sino tal vez de un kaón probablemente producido de otra manera, que decayera en 3 piones, y además que uno de ellos no fuera visto por el espectrómetro.

Como medida alternativa, se decidió usar el valor promedio del momento del haz, medido en tres tracks.

Podemos pensar en esa alternativa como un poco arriesgada, pero debemos recordar que en el caso de 3 tracks, el cambio de usar el momento nominal, al momento del haz como la suma de los momentos de los 3 tracks, hizo un cambio en el análisis, al pasar de la distribución de la Figura 4.3 a la de la Figura 4.8. Aquí la diferencia es que en lugar de usar el momento del haz usaremos el promedio obtenido de esta última Figura.

El momento que usaremos será el promedio de esa figura:

$$\vec{P}_K = (90.36, -0.92, 74800.0) \text{ MeV}/c$$

En lo que sigue mostraremos que el cambio importante proviene de la pequeña variación en la componente P_x del momento del K^+ , de casi $90 \text{ MeV}/c$, que resulta suficiente para mejorar notablemente la definición de la distribución y por ende del pico, el cual aparece centrado en el valor esperado.

Lo que se hizo a continuación fue calcular el MM2 del tercer pion, para el decaimiento $K3\pi$, pero en eventos con 2 tracks, donde en esta ocasión se empleó el valor promedio del momento del haz incidente en tres tracks. Esta corrección en la estimación del haz permite una reconstrucción más precisa de la cinemática del evento y, en consecuencia, una determinación más confiable de la masa faltante.

La Figura 4.12 muestra la distribución de MM2 asociada al pión no detectado en el decaimiento $K3\pi$ considerando eventos con dos tracks. La distribución exhibe un pico prominente y estrecho alrededor del valor esperado de la masa del pión al cuadrado, lo cual confirma que nuestra elección de utilizar el promedio del momento del haz para tres tracks sirve para obtener la distribución correcta.

Utilizamos varios valores del momento longitudinal, y comprobamos que la inclusión de la componente p_x promedio del momento del haz de $90 \text{ MeV}/c^2$, fue lo que hizo que esta distribución fuera diferente a la encontrada en la figura (4.11).

El ajuste gaussiano realizado sobre este máximo, permitió extraer con buena precisión la posición central, que representa el pico del pión, y que según el ajuste es de $\mu = 1.944 \times 10^4 \pm 0.7 \text{ MeV}^2/c^4$, muy cercano al cuadrado del valor reportado por el PDG para la masa del pión, [1] con un valor de $M_\pi^2 \approx 1.95 \times 10^4 \text{ MeV}^2/c^4$.

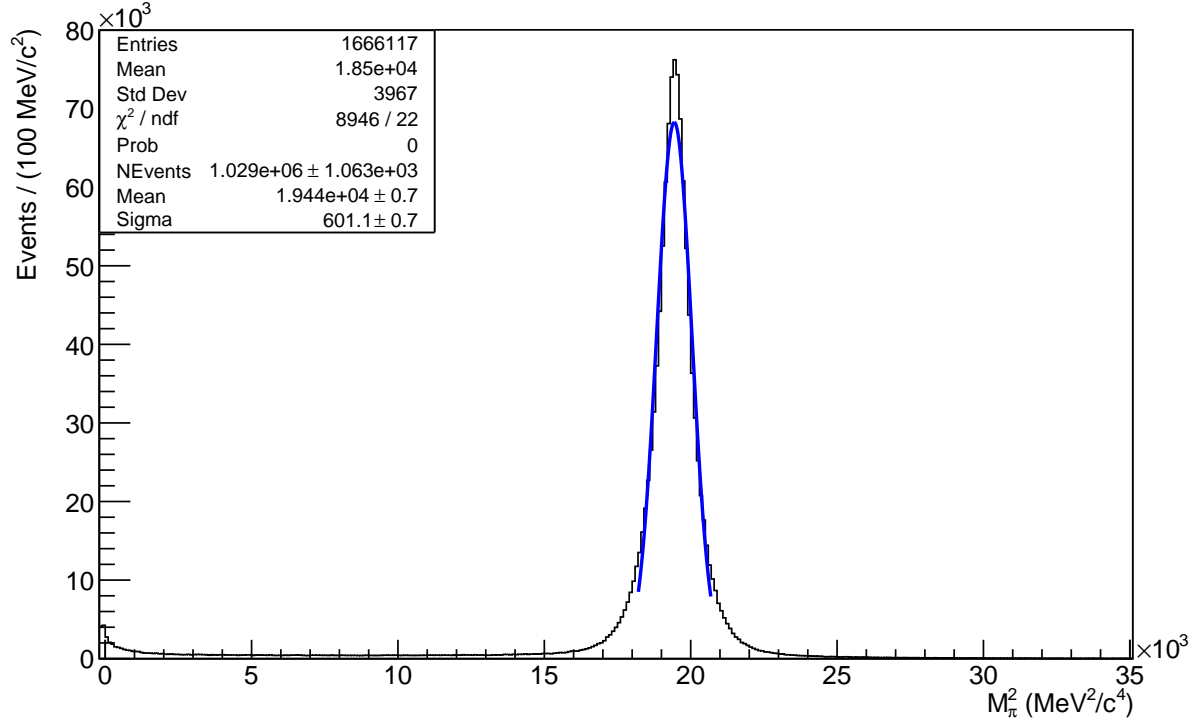


Figura 4.12: Distribución de MM2 para eventos con dos tracks, usando el valor promedio del momento del haz incidente.

Ahora bien, como podemos observar en la Figura 4.12, el background en la distribución de MM2 parece crecer al acercarnos al valor cero. Además, es sabido que el valor de MM2 puede ser negativo, porque pudimos habernos equivocado en las asignaciones de las masas de las partículas. Debido a estos dos puntos, decidimos nuevamente abrir la ventana de MM2 para ver cómo se comportaba.

La Figura 4.13 muestra la distribución de MM2 asociada al pión no detectado en el decaimiento $K3\pi$ considerando eventos con dos tracks, con el rango más amplio para poder ver características adicionales al pico en la masa del pión al cuadrado. Aparte del máximo principal, la distribución presenta un pico más ancho localizado alrededor de cero. Estos eventos no corresponden al decaimiento $K3\pi$, sino que son un indicativo de la contribución de otros procesos en los que la hipótesis de únicamente un pión perdido no se cumple. Además, se tiene un background muy largo hacia valores negativos de MM2: del lado positivo, después del pico el background parece decaer exponencialmente, pero hacia valores negativos parece decaer muy lentamente, haciendo una cola muy larga.

Nuestro primer objetivo ha sido alcanzado: podemos ver un pico de piones perdidos en eventos con dos tracks.

El siguiente objetivo será ver si ese pico aparece como background para otros procesos.

En particular, nos interesa saber si el background de $K3\pi$ aparece en eventos donde buscamos la producción de mesones como K_S^0 y K^{0*} , así como la presencia de bariones neutros como Λ^0 , estudiados en las tesis de maestría de María José Fonseca,[5] Kevin A. Rodríguez,[3] y de Ana Isabel Moreno, [4], respectivamente, que pueden dar lugar a configuraciones de dos tracks que reproducen la topología característica del canal buscado.

La superposición de estos procesos puede producir acumulaciones en regiones de MM2 diferentes a la del pico del pión, lo que puede explicar las diferentes formas de la distribución. En conjunto, la forma de la distribución muestra la presencia simultánea de la señal esperada y de diferentes procesos en el background en ese tipo de eventos.

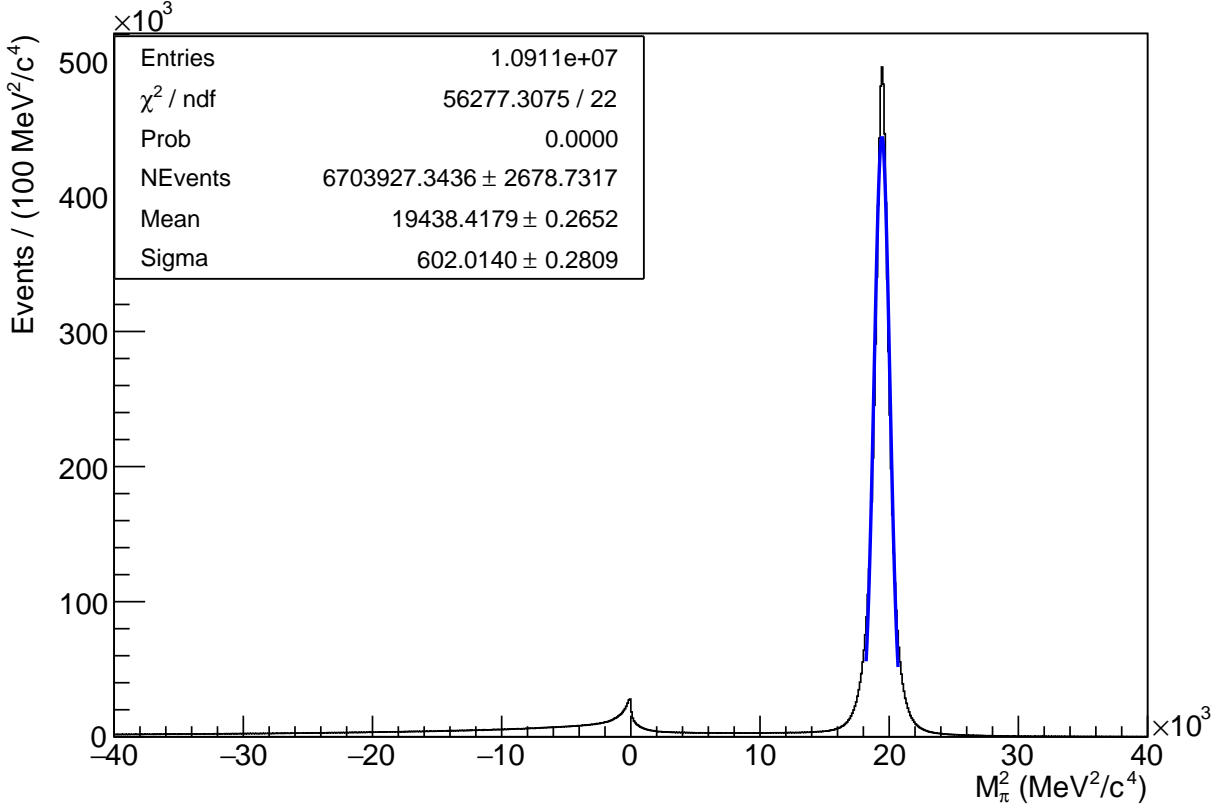


Figura 4.13: Distribución $MM2(K\pi\pi)$ en eventos con dos tracks y con el valor promedio del haz incidente, con la ventana ampliada.

Estudiaremos entonces con detenimiento la distribución de MM2 del pión faltante en el decaimiento $K3\pi$. El procedimiento consistió en dividir la distribución de MM2, mostrada en la figura (4.13), en diferentes intervalos y reconstruir histogramas de la masa invariante que queremos estudiar, K_S^0 's, K^{*0} 's, ó Λ^0 's. La comparación entre los histogramas obtenidos en distintas regiones de la distribución de MM2 del pión faltante permite evaluar si el background en torno a estas resonancias se ve reforzado por la contribución del decaimiento $K3\pi$.

En particular, se consideraron como intervalos de interés las regiones de MM2 donde se manifiestan las estructuras más relevantes de la distribución: el pico bien definido correspondiente al pión perdido, el segundo pico cercano a cero y la región intermedia entre ambos. Asimismo, se analizaron los eventos localizados en la cola de la distribución. La comparación de los espectros de masa invariante en estas zonas específicas permite establecer con mayor claridad en dónde se ubica en esas distribuciones el background atribuible al decaimiento $K3\pi$, que está representado por el pico dominante que aparece en la masa del pión. Este enfoque tiene como propósito mostrar de manera explícita que parte de la señal aparente en las distribuciones de K_S^0 's, K^{*} 's y Λ^0 's no corresponde necesariamente a la producción genuina de dichas partículas, sino que surge como un efecto de la reconstrucción incompleta de tres piones cargados: al superponer la contribución del decaimiento $K^+ \rightarrow 3\pi$ sobre las distribuciones K_S^0 's, K^{*} 's y Λ^0 's, lo que se espera es que parte del background de dichas distribuciones provenga del canal $K3\pi$, aportando un criterio directo para la eliminación de background.

En las siguientes secciones se presenta el análisis detallado de cómo el decaimiento $K3\pi$ puede contribuir al background observado en cada una de las distribuciones de masa invariante estudiadas en las tesis citadas.

4.3. El decaimiento $K3\pi$ como background para eventos donde se producen K_S^0 's

El primer caso considerado corresponde al estudio del K_S^0 . Para este análisis se utilizaron los mismos eventos con únicamente dos tracks reconstruidos, asignando en ambos casos masa del pión a las partículas detectadas. Bajo esta hipótesis, la reconstrucción de la masa invariante del sistema de dos piones debería de mostrar un pico claro en torno al valor esperado de la masa del K_S^0 . De esta manera, es posible explorar en qué medida los eventos del decaimiento $K3\pi$ contribuyen al background en la región del K_S^0 , y cómo la aplicación de cortes cinemáticos en distintas zonas de la distribución de MM2 modifica la visibilidad de la señal. Cabe señalar que nosotros no usaremos los cortes cinemáticos introducidos en las Tesis de María José [5], Ana [4] y Kevin [3]

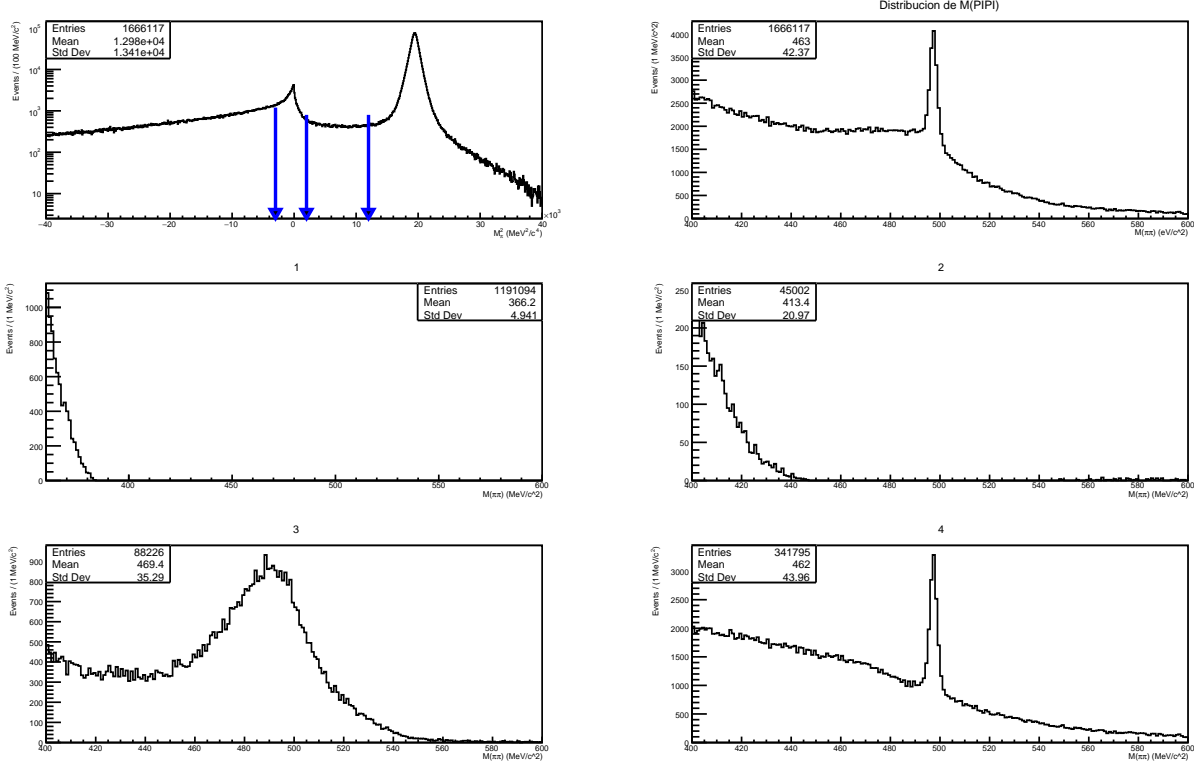


Figura 4.14: Distribución de MM2 para el decaimiento $K3\pi$ con dos tracks (arriba izquierda), junto con la distribución global de $M(\pi\pi)$ (arriba derecha) y las correspondientes distribuciones en las regiones entre las flechas indicadas: zona del pico del pion (background decae muy rápido), región intermedia (espectro difuso), zona cercana a cero (pico ancho) y región negativa (pico claro de K_S^0).

En el panel superior izquierdo de la Figura 4.14 se muestra la distribución de MM2 para el pión faltante en el decaimiento $K3\pi$ con dos tracks, la misma que se muestra en la Figura 4.13 solamente que ahora el eje y se encuentra en escala logarítmica para apreciar de mejor manera la distribución del background. Se nota claramente un pico dominante alrededor de la masa del pión al cuadrado, un pico más pequeño y ancho alrededor de cero, y se observa una cola extendida hacia valores negativos, posiblemente contribuciones de otros modos de decaimientos presentes. Las flechas azules señalan las regiones en las que se aplicaron los cortes para estudiar la composición de los eventos en términos de la masa invariante de $M(\pi\pi)$.

En el panel superior derecho de la Figura 4.14 se observa la distribución de masa invariante $M(\pi\pi)$ para todos los eventos con dos tracks, asignando masa de pión a las dos partículas del vértice; se observa un pico pronunciado en torno a $497 \text{ MeV}/c^2$, correspondiente al decaimiento $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$.

El panel medio izquierdo corresponde a eventos con corte en MM2 alrededor del pico de pion, es decir,

$$\text{MM2} \in [12000, \infty) \text{ MeV}^2/c^4. \quad (4.3.1)$$

El histograma de $M(\pi\pi)$ aparece casi vacío y se muestra una distribución de background en el umbral de masa baja que decae rápidamente a cero, lejos de la región donde debiera aparecer el K_S^0 . **Esta ausencia nos muestra que, aunque la señal de $K3\pi$ es dominante en MM2, no contribuye al background de K_S^0 's.**

El panel medio derecho corresponde al corte intermedio entre los dos picos del histograma de MM2, con

$$\text{MM2} \in [2000, 12000] \text{ MeV}^2/c^4. \quad (4.3.2)$$

En esta región entre el pico cercano a cero y el pico de pión, la distribución de $M(\pi\pi)$ no presenta una forma definida y decae rápidamente. Esto sugiere que la mayor parte de los eventos en este intervalo corresponde a estados no resonantes, sin que se manifieste una señal clara de K_S^0 .

El panel inferior izquierdo corresponde al corte en la distribución MM2 que abarca el pico ancho alrededor de cero y que tiene un intervalo de

$$\text{MM2} \in [-3000, 2000] \text{ MeV}^2/c^4. \quad (4.3.3)$$

En esta ventana que cubre al pico observado alrededor de $\text{MM2} \approx 0$, la distribución de masa invariante $M(\pi\pi)$ muestra un pico muy ancho, sin ninguna presencia aparente de K_S^0 's. Esto sugiere la posible superposición de diferentes procesos físicos, donde podrían estar presentes otros tipos de decaimientos, es decir, este pico indica la presencia de otras partículas o resonancias.

Por último el panel inferior derecho corresponde al corte en la distribución MM2 que abarca la cola de dicha distribución en la región negativa, y tiene un intervalo de

$$\text{MM2} \in (-\infty, -3000] \text{ MeV}^2/c^4. \quad (4.3.4)$$

En esta región de valores negativos de MM2, aparece de manera clara y bien definida el pico correspondiente al K_S^0 . Este resultado demuestra que, aunque los valores negativos de la distribución de MM2 no son físicamente esperados en el marco de la hipótesis $K3\pi$, si pueden asociarse a procesos físicos reales como el decaimiento $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, donde la hipótesis de reconstrucción no coincide con el canal verdadero, apareciendo en la cola negativa de MM2.

Comparando con la Figura 3.8 podemos notar que tenemos un pico alrededor de la masa del K_S^0 mucho mejor definido y con menos background, con solo un corte cinemático respecto a la distribución MM2 del pión perdido en el decaimiento $K3\pi$, con respecto al trabajo de Maria José [5], quién tuvo que aplicar al menos tres cortes en diferentes variables cinemáticas para limpiar un poco el pico de K_S^0 .

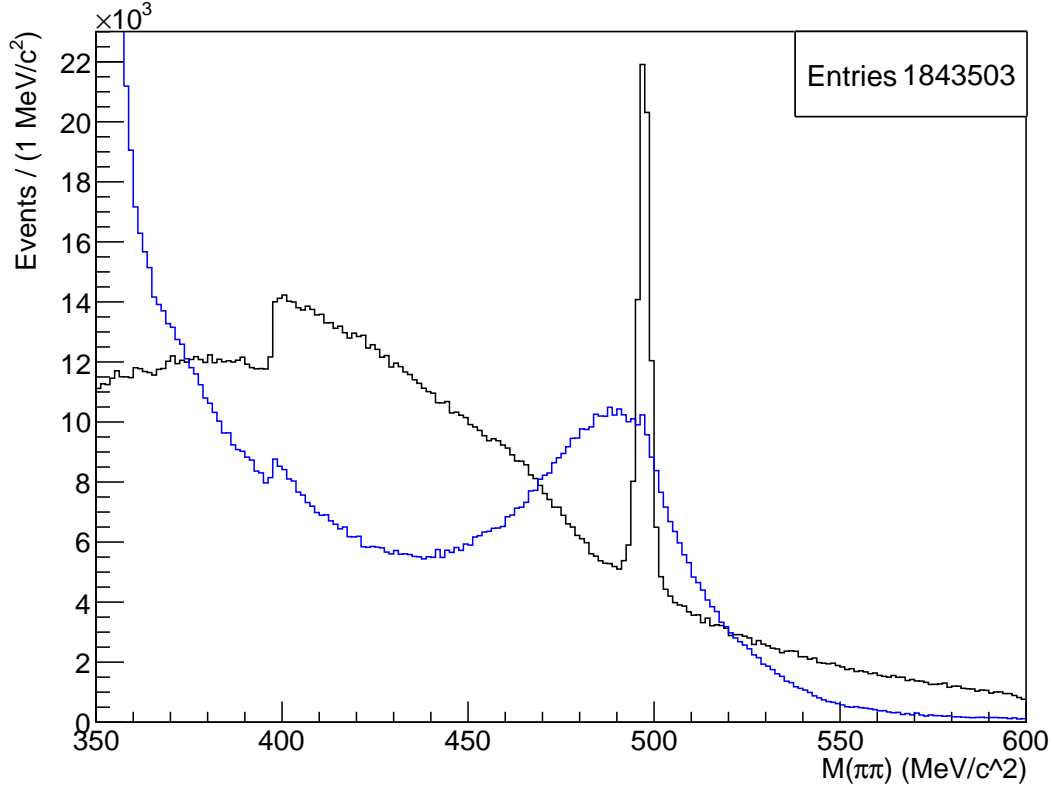


Figura 4.15: Distribución de $M(\pi^+\pi^-)$ para todos los eventos con MM2 en la región $\in (-\infty, -9000]$ (negro) y el background del resto de MM2 (azul).

La Figura 4.15 muestra la comparación de las distribuciones de masa invariante $M(\pi\pi)$ con todos los eventos en dos tracks con el corte de MM2 en la región $\in (-\infty, -9000]$, histograma en color negro, contra el resto de eventos, histograma en color azul. Se puede ver que el corte en MM2 quita completamente el resto del background. Una vez que se añadan los cortes hechos por María José en su tesis de maestría, esperamos tener una señal más limpia que lo que ella obtuvo.

Esto lo podemos comprobar en la Figura (4.16), en donde hicimos lo siguiente. El panel superior tiene

Es conveniente aclarar aquí que para la mayoría de las gráficas de la tesis hemos usado una lista de 5 archivos de datos del 2018, que reunió el Dr. Jorgen Engelfried en los discos de la red del IFUASLP, mientras que la Figura (4.16) fue hecha con 10 de esos archivos, de ahí la cantidad de eventos. Esta lista corresponde al 10 % de los datos totales del NA62 para ese año, que asu vez corresponden al xx % de los datos totales con los que cuenta el experimento actualmente.

En la imagen superior de la Figura 4.16 se observa la distribución de $M(\pi^+\pi^-)$ con los cortes que llevo a cabo María José [5], en color negro. En la imagen inferior se muestra la misma distribución pero ahora aplicando un corte sobre la distribución de MM2 del pión perdido en la región $< -9000 \text{ MeV}^2/c^4$. A pesar de que el decaimiento $K3\pi$ no entra como background en esta distribución, la distribución de MM2 es de utilidad para reducir significativamente el background en la distribución $M(\pi^+\pi^-)$, ya que la loma de background a la izquierda del pico de K_S^0 se desvaneció y el pico sobresale de manera más clara en la distribución. En imagen superior, en color azul se muestra todo el background que se tira a partir de nuestro corte cinemático en la distribución de MM2.

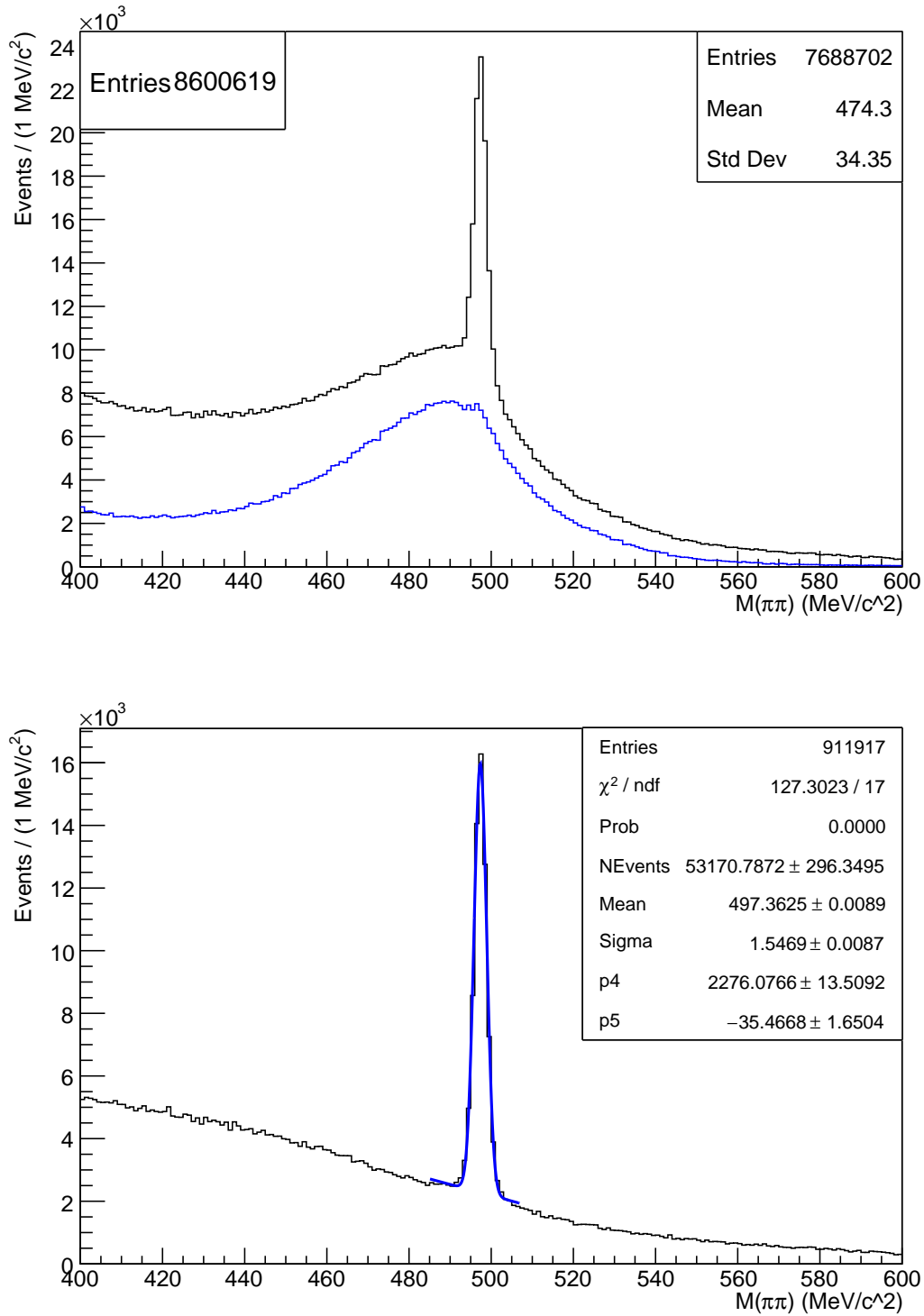


Figura 4.16: Distribución de $M(\pi^+\pi^-)$ para todos los eventos seleccionados con los cortes que María José introdujo en su tesis de Maestría (panel superior, en negro). En el panel inferior se muestran los mismos datos pero ahora añadiendo el corte de $MM2 < -9000 \text{ MeV}^2/c^4$, después de un ajuste el valor de la masa que obtuvimos fue $M_{K_S} = 497.3625 \pm 0.0089 \text{ MeV/c}^2$, muy cercano a la masa del K_S^0 reportada en el PDG [1]. Se aprecia la disminución de background, y lo que queda del mismo ahora tiene una forma más suave que en el panel superior. Por comparación, se añadió en el parte superior en azul el background eliminado con nuestro corte.

4.4. El decaimiento $K3\pi$ como background para eventos donde se producen Λ^0 's

El segundo caso analizado corresponde a la Λ^0 , buscando el decaimiento $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$, para lo que se asignó la masa del protón a la partícula positiva y la masa del pión a la negativa. Esperamos que la reconstrucción de la masa invariante del par refleje un pico en torno al valor de la Λ^0 , $M_\Lambda \sim 1116 \text{ GeV}/c^2$. Las distribuciones para regiones con cortes en diferentes intervalos de MM2 se muestran en la figura (4.17).

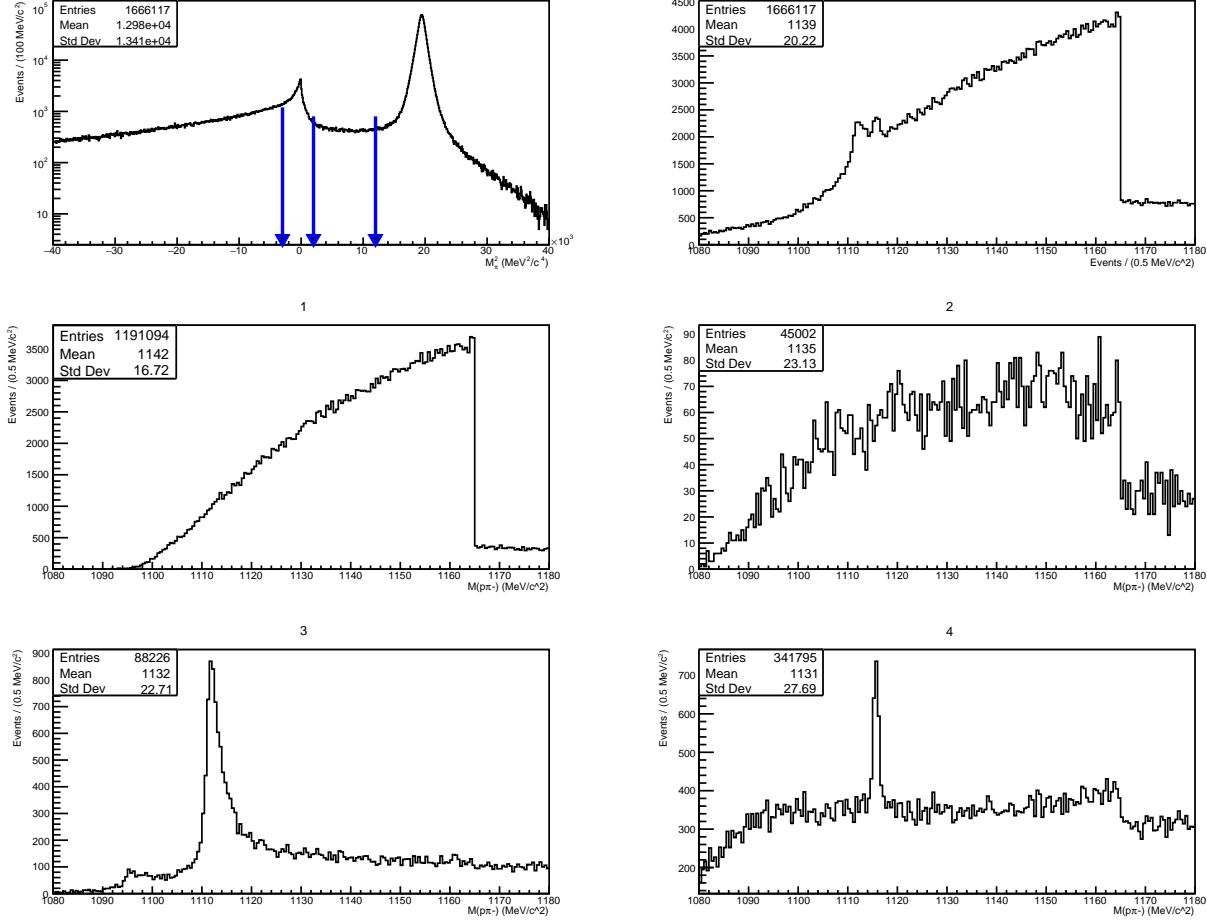


Figura 4.17: Distribución de MM2 para el decaimiento $K3\pi$ con dos tracks (arriba izquierda), junto con la distribución global de $M(p\pi)$ (arriba derecha) y las correspondientes distribuciones en las regiones indicadas entre flechas: pico del pión, región intermedia, zona cercana a cero, y región negativa.

En el panel superior izquierdo de la figura (4.17) se muestra la distribución de MM2 para el pión faltante en el decaimiento $K3\pi$ con dos tracks. Las flechas azules dividen la distribución en distintas regiones cinemáticas, las cuales representan los cortes aplicados para separar contribuciones de la distribución de masa invariante $M(p\pi)$, donde se espera encontrar Λ^0 's. Las flechas definen las mismas regiones que en el caso de la búsqueda de K_S^0 's.

El panel superior derecho muestra la distribución de masa invariante $M(p\pi)$ para todos los eventos con dos tracks, se muestra una distribución con aparentemente dos picos, uno de ellos cerca de $1116 \text{ MeV}/c^2$, valor que corresponde a la masa de la Λ^0 , sin embargo, el background por debajo de los picos es alto, comparado con el tamaño de los picos. El panel medio izquierdo corresponde al corte en el pico de pión faltante en la reacción $K3\pi$, $\text{MM2} > 12000 \text{ MeV}^2/c^4$. En esta región el histograma de $M(p\pi)$ parece representar solo background, específicamente, por la forma de la distribución pareciera que representa al background que se encuentra por debajo de los picos en la distribución de $M(p\pi)$ para todos los eventos con dos tracks.

El panel medio derecho corresponde al corte en el pico del pión faltante, con $MM2 \in [2000, 12000] \text{ MeV}^2/c^4$. En esta región el histograma $M(p\pi)$ presenta una distribución difusa, con una forma similar al background presentado en el panel anterior.

En el panel inferior izquierdo, en la región de $MM2 \in [-3000, 2000] \text{ MeV}^2/c^4$, se observa un pico claro alrededor de $1112 \text{ MeV}/c^2$, el cuál no corresponde con la masa de la Λ^0 , además por lo grueso del pico se infiere que refleja la existencia de otros procesos físicos, o el reflejo de los cortes en masa que hizo el Dr. Jorgen al juntar los tres procesos donde aparecen K_S^0 's, Λ^0 's y K^{*0} 's.

En el panel inferior derecho se aprecia la distribución de $M(p\pi)$, para $MM2 < 3000 \text{ MeV}^2/c^4$. En esta distribución se observa un pico angosto alrededor de $1116 \text{ MeV}/c^2$ el cual corresponde sin lugar a dudas a la masa invariante de la partícula Λ^0 . Dicho pico sobresale claramente del fondo, alcanzando una altura aproximada al doble del nivel medio del background en esa región, lo que refleja una señal bien definida y estadísticamente significativa.

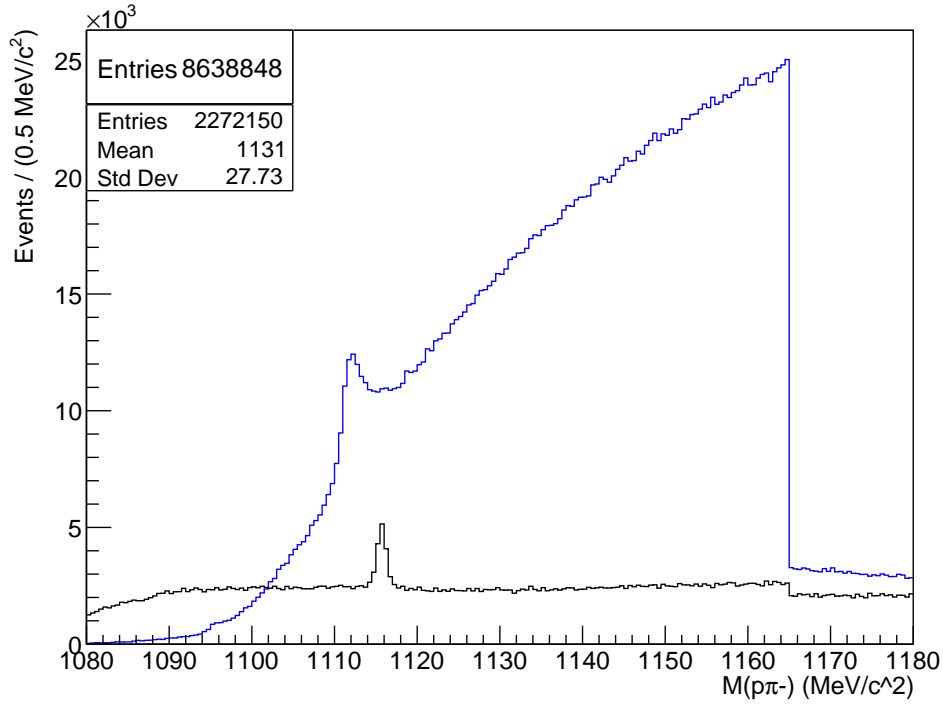


Figura 4.18: Distribución de $M(p\pi)$ para todos los eventos con $MM2$ en la región $\in (-\infty, -3000]$ (negro) y el background del resto de $MM2$ (azul).

La Figura 4.18 muestra la comparación de la distribución invariante de la masa $M(p\pi)$ para todos los eventos con dos tracks con el corte de $MM2$ en la región $\in (-\infty, -3000]$, histograma en color negro, contra el resto de los eventos, histograma en color azul. Podemos ver como el corte que incluye el pico del pión perdido en la distribución $MM2$ quita casi todo el background en la distribución de $M(p\pi)$.

Con estas distribuciones podemos comprobar que el background de $K3\pi$ es dominante para la búsqueda de Λ^0 , al contrario del caso de los K_S^0 's.

En la imagen superior de la Figura 4.19 se muestra la distribución $M(p\pi)$ con los cortes de Ana [4], negro. En color azul se muestra el background que se genera con el corte en la distribución de $MM2$ del pión perdido en la región $\in [5000, -\infty)$. En la imagen inferior se aprecia la distribución $M(p\pi)$ después de quitar todo el background en color azul. Es notable la disminución de eventos en el histograma, pero el pico alrededor de la masa de Λ^0 sigue teniendo la misma altura, además el background disminuye de altura y se volvió más plano, pues el pico entre $1090 \text{ MeV}/c^2$ y $1100 \text{ MeV}/c^2$ se desvaneció. Podemos decir que nuestro corte en la distribución de $MM2$ del pión perdido limpio la señal de la distribución $M(p\pi)$.

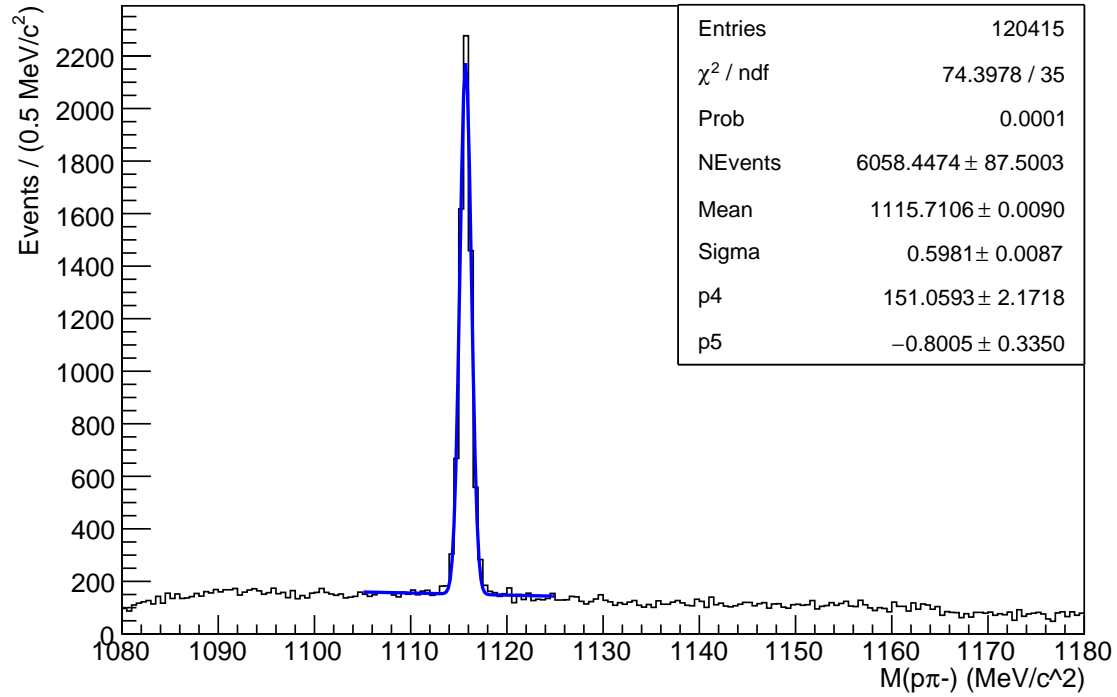
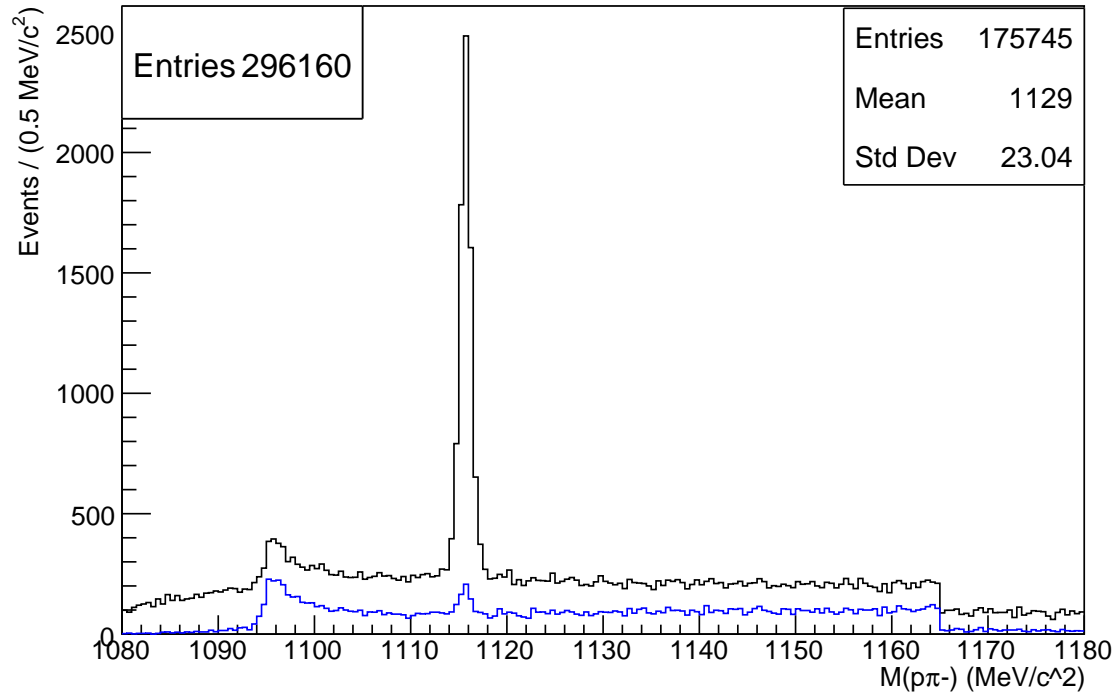


Figura 4.19: Distribución de $M(p\pi)$ con los cortes de ANA (negro) y el background que se genera con el corte sobre la distribución de $MM2 < -5000$ (azul). Abajo la señal más limpia después de los cortes. El ajuste muestra que el pico está centrado alrededor del valor $M_{\Lambda^0} = 1115.7106 \pm 0.0090 \text{ MeV}/c^2$, muy cercano a la masa del Λ^0 reportada en el PDG [1].

4.5. El decaimiento $K3\pi$ como background para eventos donde se producen K^{*0} 's

Finalmente, se analizó el caso de K^{*0} , el cual decae en $K^+\pi^-$, por lo que se asignó la masa del kaón cargado a partícula positiva, y la masa del pión a la otra. Buscamos un pico en torno a la masa nominal del $K^{*0} \sim 895$ MeV/ c^2 . Para distinguir las regiones se separaron de la misma manera que en los casos anteriores.

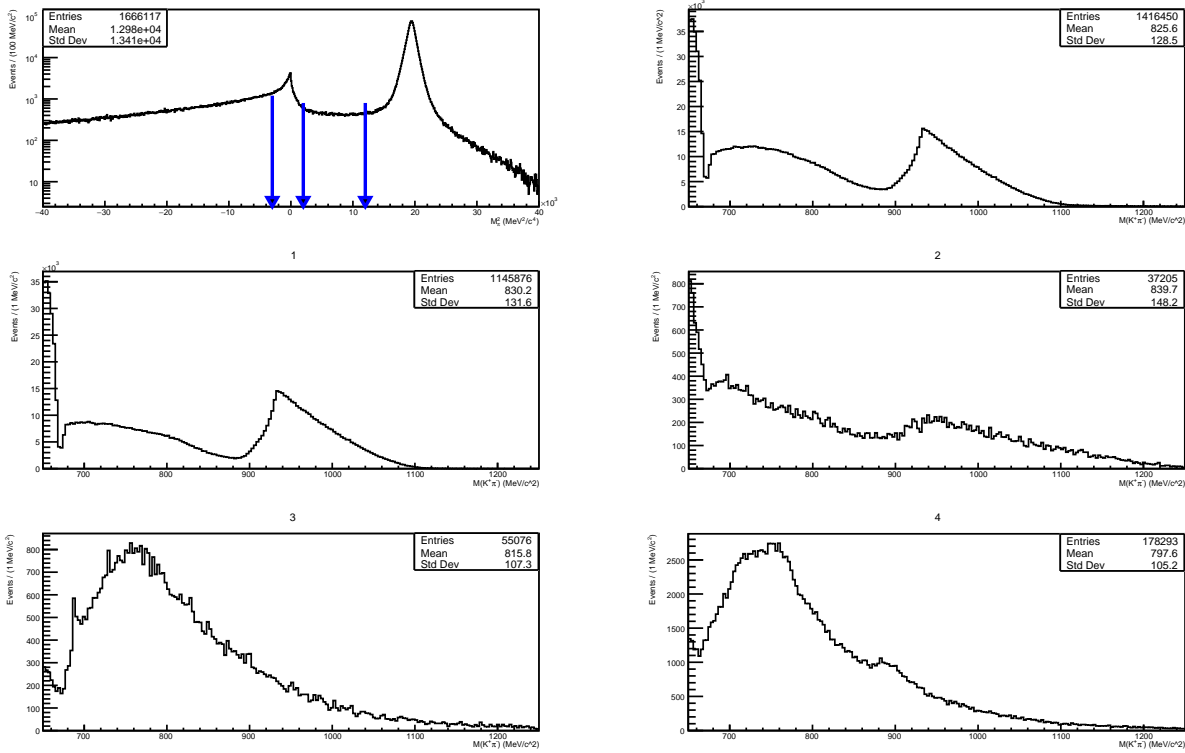


Figura 4.20: Distribución de MM2 para el decaimiento $K3\pi$ con dos tracks (arriba izquierda), junto con la distribución global de $M(K\pi)$ (arriba derecha) y las correspondientes distribuciones en las regiones indicadas por las flechas: pico del pión, región intermedia, zona cercana a cero y región negativa

La Figura 4.20 muestra las distribuciones de $M(K^+\pi^-)$ en distintas regiones cinemáticas de MM2. Aunque se exploran zonas asociadas al pico del pión, regiones intermedias, cercanas a cero y negativas, en ningún caso aparece claramente el pico del K^{*0} . Tal vez solo en el último panel se logre apreciar el pico buscado. Esto ocurre así porque su observación requiere aplicar cortes cinemáticos más estrictos y apoyarse en detectores de identificación de partículas, como el Cherenkov, como se hizo en la tesis de Kevin.

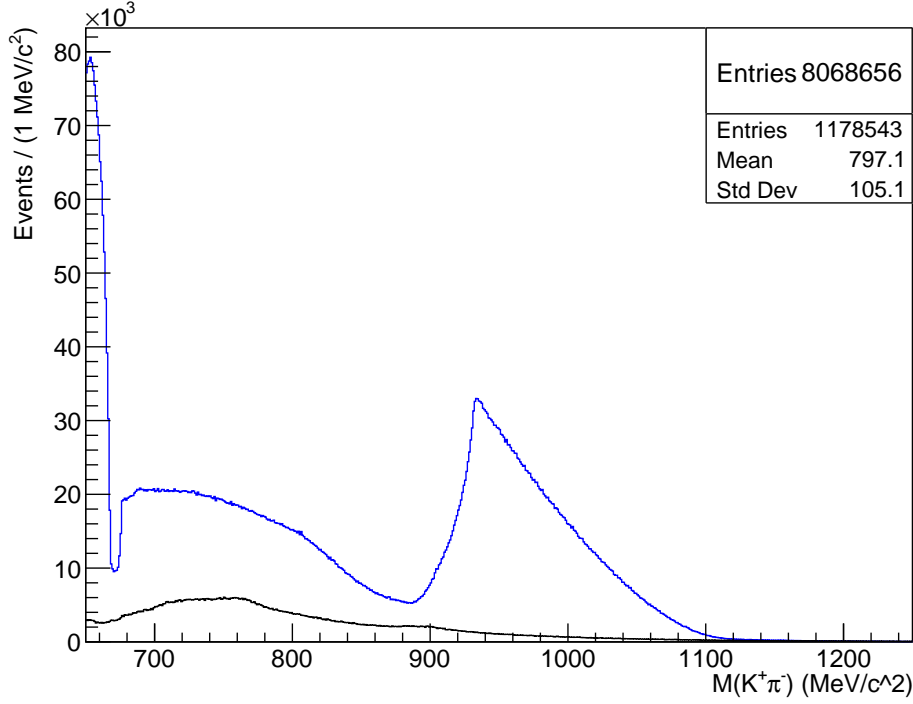


Figura 4.21: Distribución de $M(k^+\pi^-)$ para todos los eventos con MM2 en la región $\in (-\infty, -3000]$ (negro) y el background del resto de MM2 (azul).

La Figura 4.21 muestra la comparación de la distribución invariante de la masa $M(K\pi)$ para todos los eventos con dos tracks con el corte de MM2 en la región $\in (-\infty, -3000]$, histograma en color negro, contra el resto de los eventos, histograma en color azul. Podemos ver como el corte que incluye el pico del pión perdido en la distribución MM2 quita casi todo el background en la distribución de $M(K\pi)$, sin embargo, en el histograma aún no es posible ver claramente un pico alrededor de la masa del K^{*0} , para observarlo tendríamos que realizar los cortes cinemáticos que hizo Kevin [3], pero eso va más allá del alcance del presente trabajo.

La imagen superior de la Figura 4.22 muestra la distribución $M(k^+\pi^-)$, en color negro, donde se aplicaron los cortes de Kevin [3], después de estos cortes puede apreciarse un pico claro alrededor de la masa de K^{*0} . En la misma imagen se muestra en color azul todo el background que se tira con el corte en MM2 indicado en la Figura. En la imagen inferior se muestra el resultado después de tirar el background en color azul, la señal se limpió aún más.

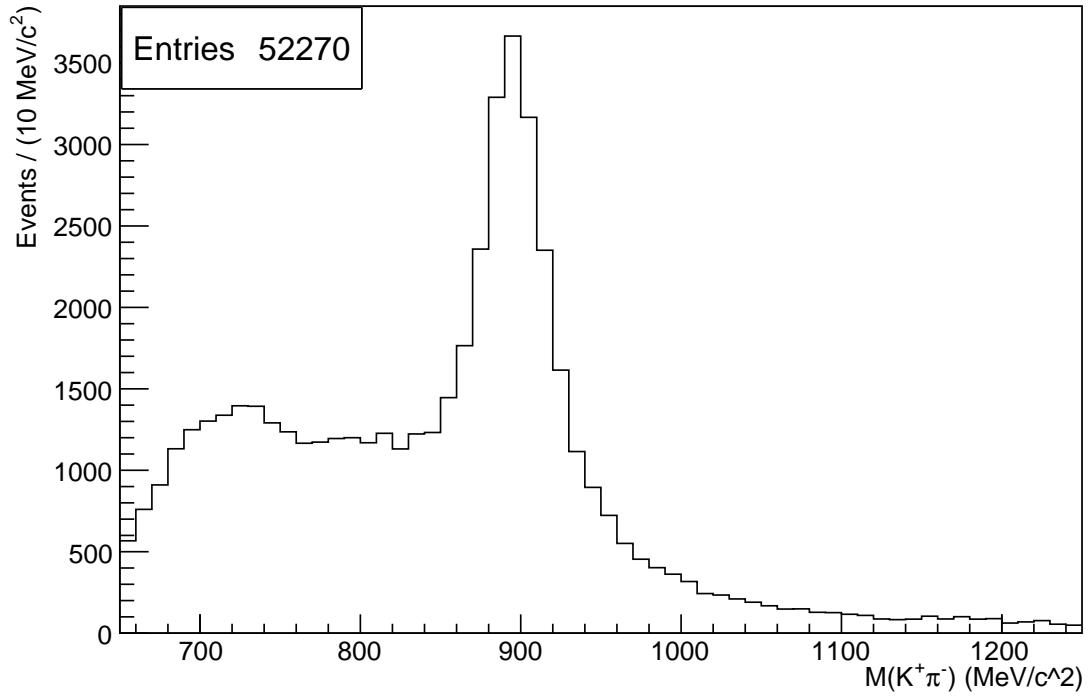
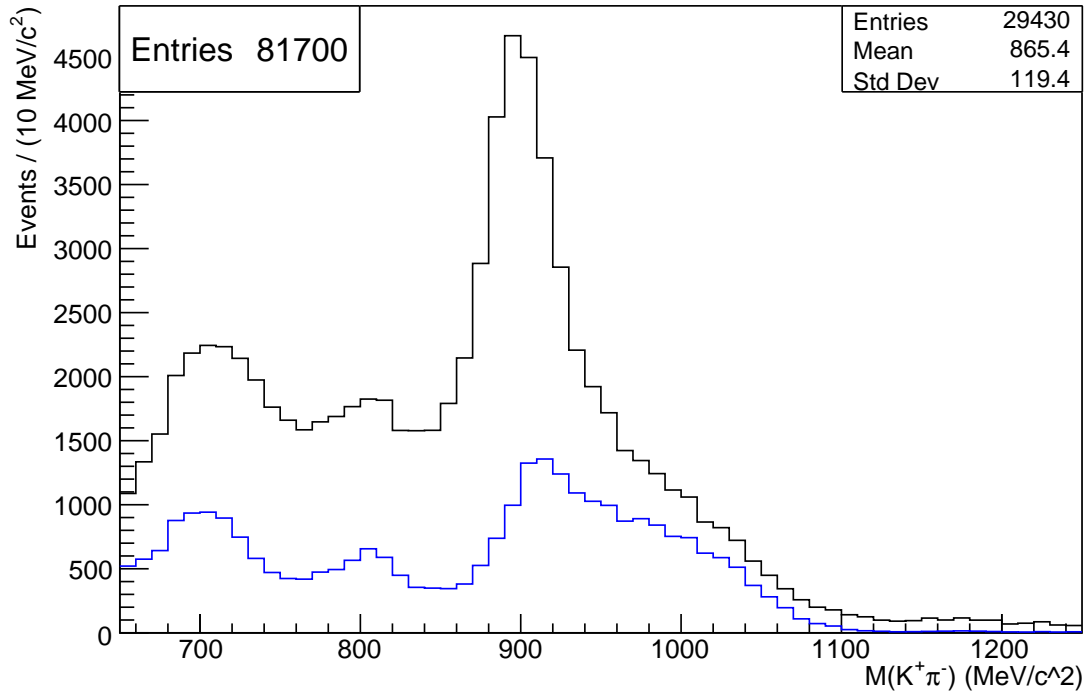


Figura 4.22: Distribución de $M(k^+\pi^-)$ para todos los eventos con corte en $MM2 < -3000$ y con los cortes de Kevin (negro), el background del resto de $MM2$ (azul). Abajo la señal más limpia después de los cortes

Capítulo 5

Monte Carlo del decaimiento $K3\pi$

En este capítulo presentamos los resultados de correr nuestros programas sobre la simulación de Monte Carlo del decaimiento $K3\pi$. Utilizamos eventos de Monte Carlo de la simulación que se tiene en el clúster del IF-UASLP, corrimos sobre 600 de los 1777 archivos que se tienen y trataremos de correr todos nuestros programas en los nodos del CERN para tener una mayor estadística. Corrimos todos los programas para tres y dos tracks. En el caso de tres tracks se comprobó la presencia del decaimiento $K3\pi$ a partir de la reconstrucción de la masa invariante de los tres tracks, suponiendo que son piones. Se hizo la simulación de la perdida de un pión, ignorando uno de los tracks y reconstruyendo la distribución de missing mass squared de este supuesto pión perdido. También se determinó el momento del haz incidente a partir de la suma de momento de los tracks y se utilizó este momento para reproducir de manera adecuada la distribución de missing mass squared. En el caso de eventos con dos tracks se llevó a cabo la búsqueda del decaimiento $K3\pi$ por medio de la distribución de missing mass squared del pión perdido, utilizando el momento del haz reconstruido a partir de tres tracks. Posteriormente se llevó a cabo todo el análisis descrito en el capítulo anterior para corroborar si este decaimiento entra como background en otros procesos, como la producción de K_S^0 , Λ^0 's y K^{*0} 's.

La manera en que presentamos los resultados es comparando directamente las gráficas obtenidas por medio de los datos reales con su correspondiente gráfica obtenida por medio del Monte Carlo.

5.1. Vértices con tres tracks en el MC $K3\pi$

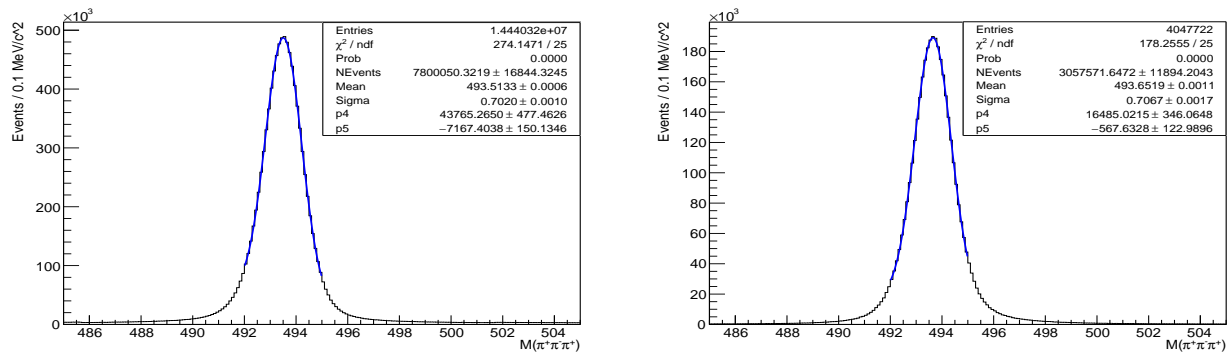


Figura 5.1: a) $M(\pi\pi\pi)$ datos. b) $M(\pi\pi\pi)$ Monte Carlo

En la Figura 5.1 se muestra la comparativa de la distribución $M(\pi^+\pi^-\pi^+)$ con los datos del experimento, izquierda, y con el Monte Carlo, ambas distribuciones muestran que el decaimiento $K3\pi$ está presente en eventos con vértices de tres tracks, dado que se observa un pico claro al rededor de la masa del K^+ . En ambas los ajustes indican la reconstrucción de la masa del K^+ que coincide con el valor reportado por el PDG, $M_{K^+} = 493.677 \pm 0.013 \text{ MeV}/c^2$.

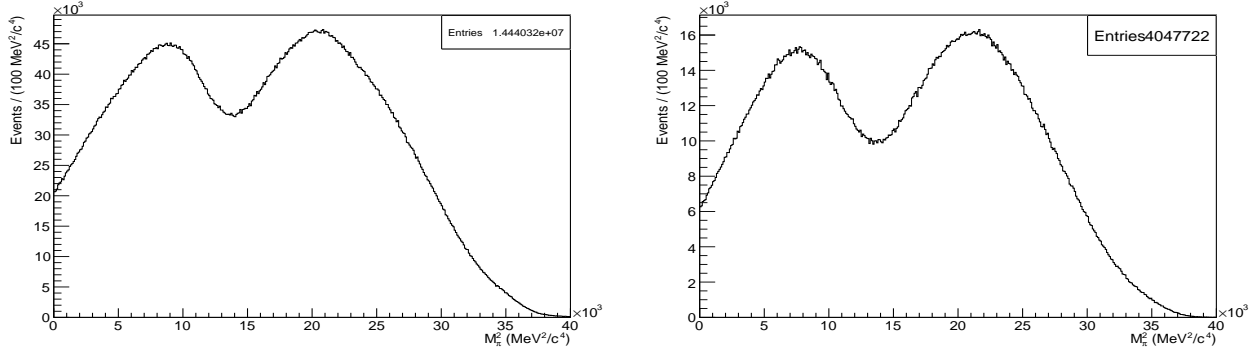


Figura 5.2: a) *MM2* datos. b) *MM2* Monte Carlo, usando momento de $75 \hat{z}$ MeV/c

En la Figura 5.2 se aprecia la distribución de *MM2* del pión perdido (izquierda), cuando se ignora uno de los tracks y se toma como momento del haz incidente $75 \hat{z}$ GeV/c, se observa la misma distribución con dos máximos, vista en los datos. En la derecha se aprecia la misma distribución, pero utilizando el Monte Carlo del experimento, reforzando nuestros cálculos, y mostrando que el momento del haz incidente no puede ser tomado como $75 \hat{z}$ GeV/c, si no, que tiene valores en las otras componentes.

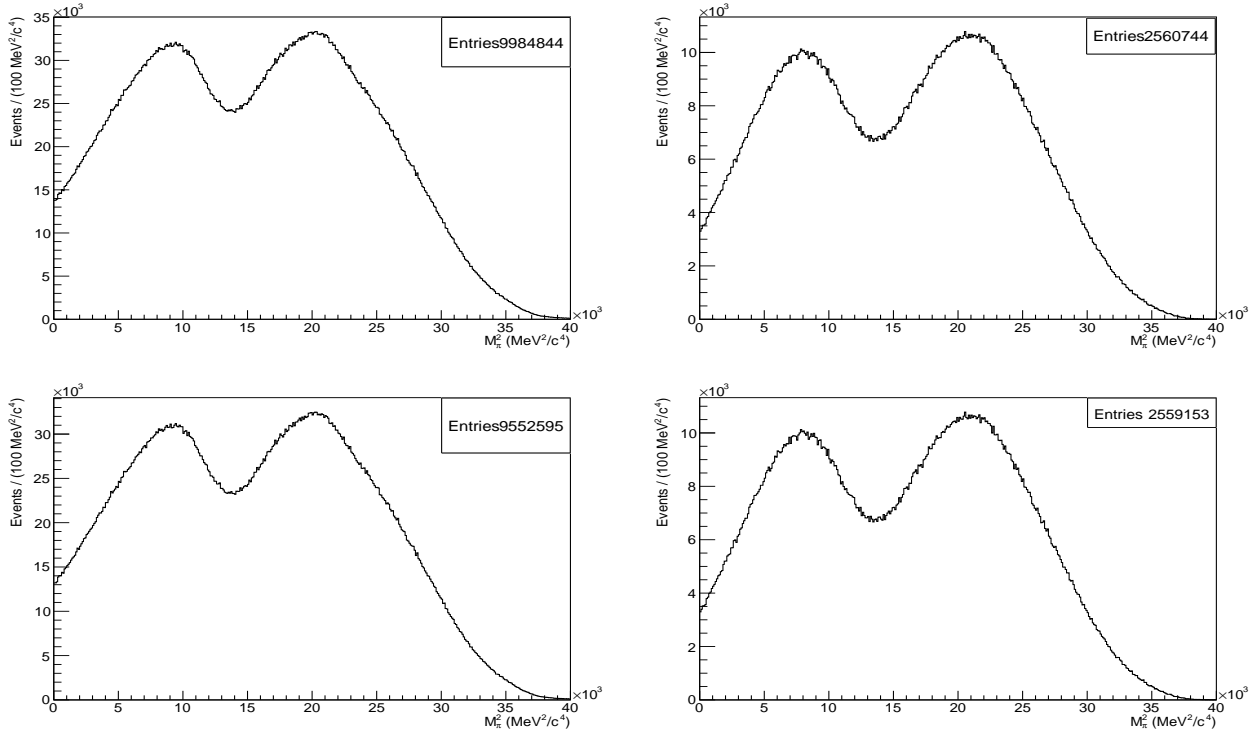


Figura 5.3: a) *MM2* con carga positiva del track ignorado datos. b) *MM2* con carga positiva del track ignorado MC. c) *MM2* con identificación del haz incidente como kaones datos. d) *MM2* con identificación del haz incidente como kaones MC. En todas usando momento de $75 \hat{z}$ MeV/c

En Figura 5.3 se muestra el análisis que se llevo a cabo sobre la distribución de *MM2*, ignorando uno de los tracks. Solo que para tratar de eliminar las dos lomas, se hicieron dos cortes, uno fue imponer que el track que se ignora tuviera exclusivamente carga positiva, y el otro fue la identificación por medio del KTAG del haz incidente, tomando exclusivamente kaones. En la reconstrucción de Monte Carlo los efectos siguen siendo los mismos, compárense las imágenes de la derecha (datos) con las de la izquierda (Monte Carlo).

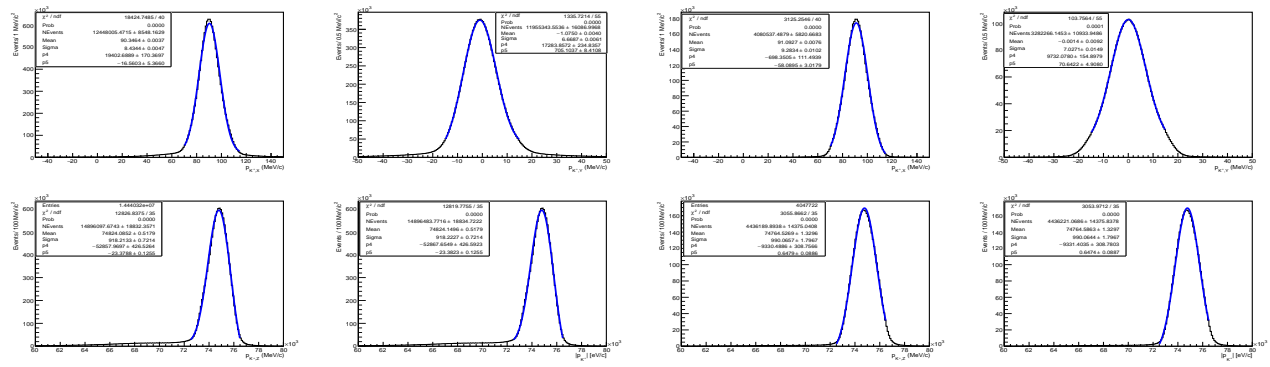


Figura 5.4: a) Distribución de momento del haz incidente datos b) Distribución de momento del haz incidente MC

Como se explico en el capítulo anterior, para corregir la distribución de MM2, se supuso que el haz incidente no poseía un momento de exactamente $75 \hat{z}$ GeV/c, sino más bien, que tenía valores en las otras componentes, para eso se reconstruyó el momento del haz incidente por medio del decaimiento $K3\pi$, donde se determino el momento del haz incidente de kaones como la suma algebraica de los momento de los tres tracks, suponiendo que son los piones producto del decaimiento. En la Figura 5.4 se muestra el resultado que se obtuvo con los datos del experimento (derecha), y con los datos del Monte Carlo, izquierda. Los resultados son muy similares, se muestra que el haz tiene valores en las componentes \hat{x} y \hat{y} .

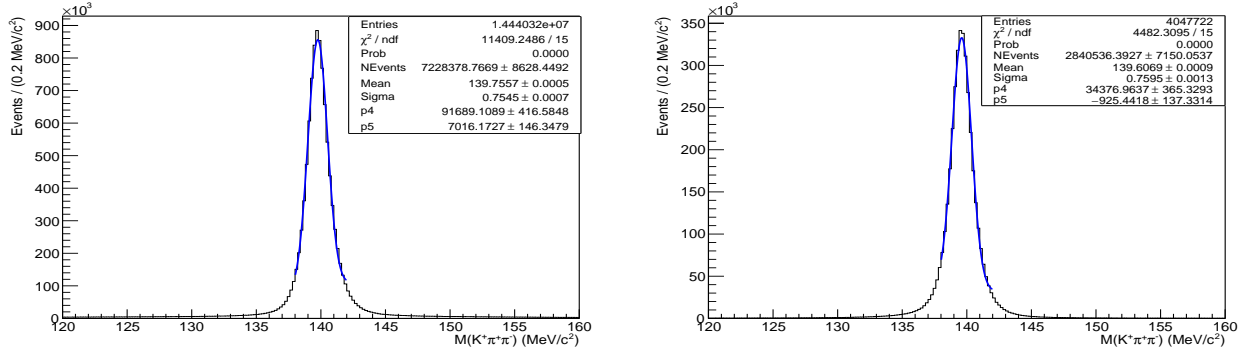


Figura 5.5: a) Distribución $M(K^+\pi^+\pi^-)$ datos b) Distribución $M(K^+\pi^+\pi^-)$ MC

Después de utilizar el momento correcto, se volvió a reconstruir la masa invariante de $M(K^+\pi^+\pi^-)$, esperando ver un pico alrededor de la masa del pión, esto se logro ver utilizando los datos del experimento, imagen izquierda de la Figura 5.5, en la imagen derecha de la misma figura se observa la misma distribución pero con los datos del Monte Carlo. En ambas se aprecia un pico claro alrededor de la masa del pión.

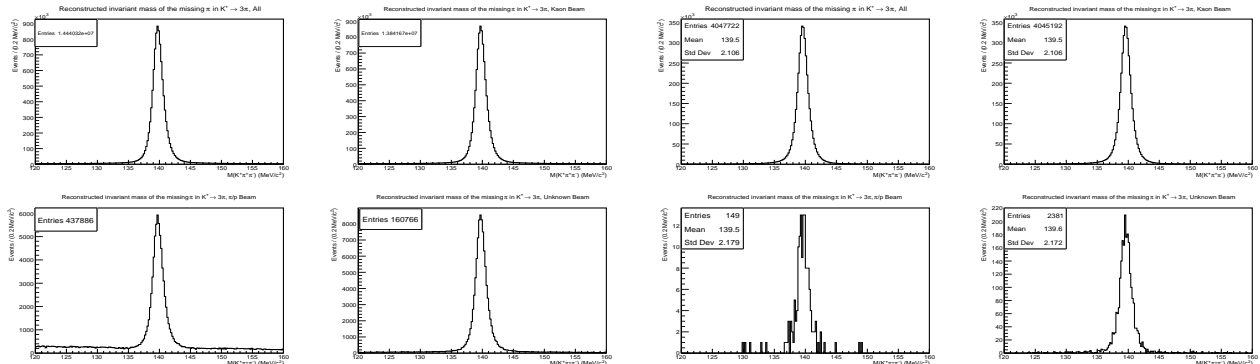


Figura 5.6: a) Distribución $M(K^+\pi^+\pi^-)$ diferentes haces datos b) Distribución $M(K^+\pi^+\pi^-)$ diferentes MC

En la Figura 5.6 se muestra la distribución $M(K^+\pi^+\pi^-)$ utilizando diferentes tipos de haces incidentes, un haz compuesto de kaones piones y protones, un haz exclusivo de kaones, un haz de protón/pión y cuando no hay identificación en las partículas que conforman el haz. A la izquierda se muestran las imágenes que se generaron con los datos del experimento y a la derecha las que se generaron con el Monte Carlo. En ambos casos el pico alrededor de la masa de pión es claro. Como una observación, la distribución correspondiente cuando el haz está compuesto por piones/protones, panel inferior izquierda en ambas imágenes, en el caso del Monte Carlo, se aprecia menos background que en los datos y además la distribución tiene menos resolución.

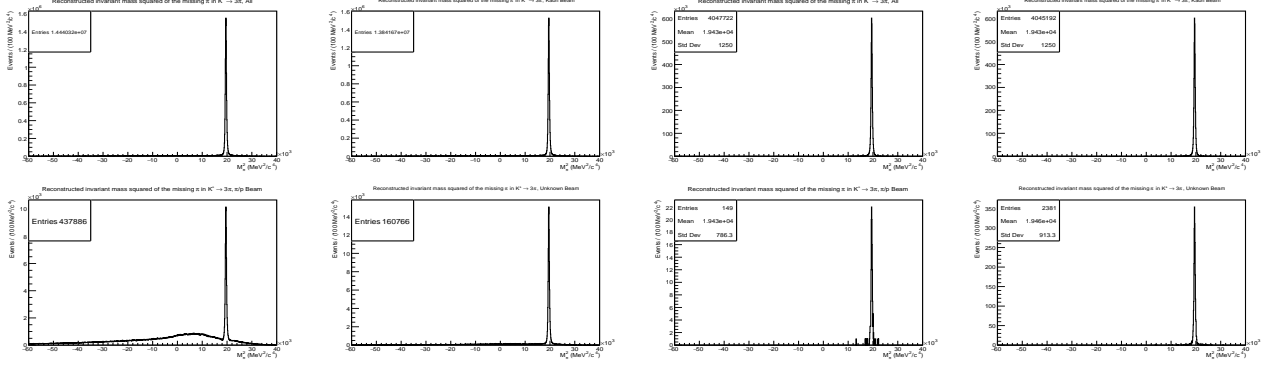


Figura 5.7: a) Distribución MM2 diferentes haces datos b) Distribución MM2 diferentes MC

Para terminar con el análisis del Monte Carlo en tres tracks, la Figura 5.7 retoma la distribución de MM2 para el pión perdido usando diferentes tipos de haces, donde en el capítulo anterior nos llamó la atención una loma de background a la izquierda del pico de la masa del pión al cuadrado cuando el haz incidente está compuesto por piones/protones. Este efecto aparece con los datos del experimento, panel inferior izquierdo de la imagen izquierda, sin embargo, con los datos del Monte Carlo, el background a la izquierda del pico de piones se desvanece. Esto porque los datos del Monte Carlo corresponden únicamente al decaimiento $K3\pi$ y cualquier otro proceso que pudiera causar este background ya no está presente.

5.2. Vértices con dos tracks en el MC $K3\pi$

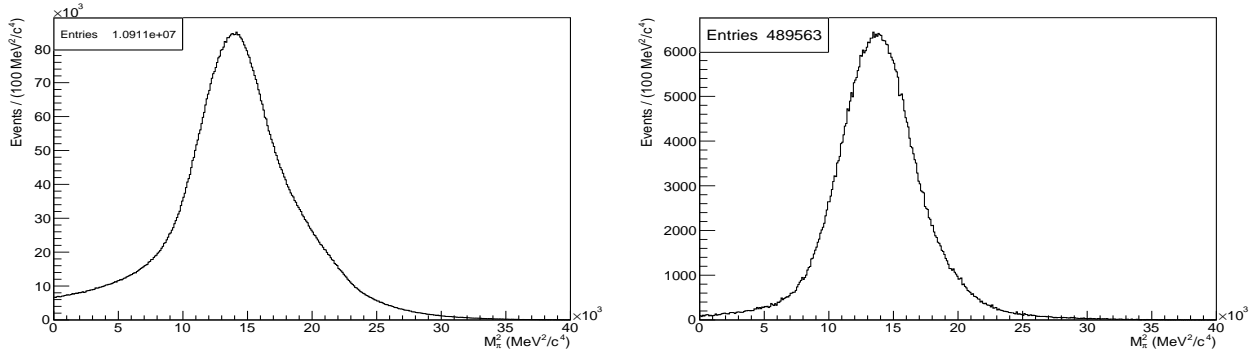


Figura 5.8: a) Distribución MM2 datos b) Distribución MM2 MC, usando un haz incidente con momento de $75 \hat{z}$ MeV/c,

En la Figura 5.8 se muestra la distribución de MM2 del pión perdido utilizando un haz incidente de $75 \hat{z}$ MeV/c, en la imagen izquierda se aprecia la distribución hecha a partir de los datos reales del experimento y la imagen derecha muestra la distribución de MM2 a partir de los datos del Monte Carlo. En ambas distribuciones no se logró apreciar un pico alrededor de la masa del pión al cuadrado. Para corregir este efecto, tomamos el momento del haz incidente como la suma de los momentos de los piones, hecho en tres tracks.

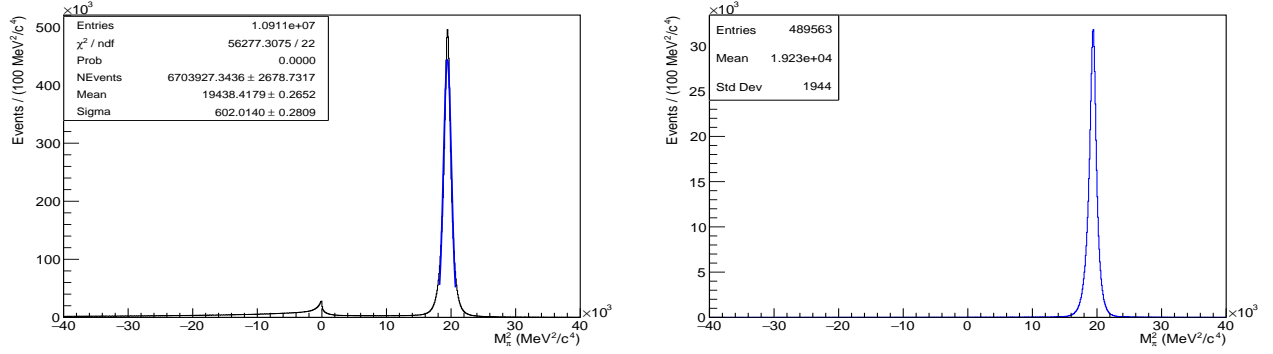


Figura 5.9: a) Distribución MM2 datos b) Distribución MM2 MC

En la Figura 5.9 se muestra la distribución de MM2 del pión perdido, a la izquierda la distribución realizada con los datos del experimento y a la derecha la distribución realizada con el Monte Carlo del experimento. Llama la atención que la distribución hecha a partir del Monte Carlo, presenta un pico claro alrededor de la masa al cuadrado del pión, y el pico alrededor de cero junto con la cola que se extiende hacia valores negativos en la distribución hecha a partir de los datos, no aparecen la distribución hecha con el Monte Carlo.

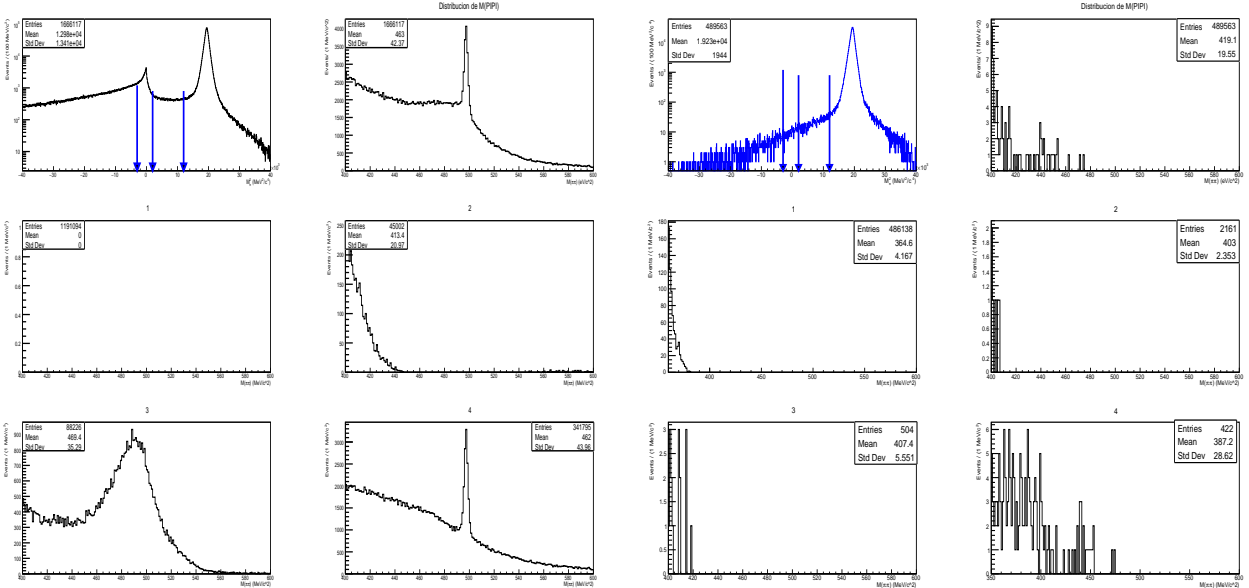


Figura 5.10: a) Distribución MM2 y K_S^0 datos b) Distribución MM2 y K_S^0 MC

En la Figura 5.10 se compara la distribución de $M(\pi\pi)$, donde se muestra un pico de alrededor de la masa de K_S , panel superior derecho de la imagen izquierda. Después se gráfica la misma distribución en diferentes regiones de la distribución de MM2 para comprobar si el decaimiento $K3\pi$ entra como background. La imagen izquierda fue hecha con los datos del experimento y su análisis se llevo a cabo en el capítulo anterior, mientras que la imagen derecha, fue hecha con el Monte Carlo. Puede apreciarse la disminución significativa del background en la distribución de MM2 y también que no se están reconstruyendo K_S , esto debido a que el Monte Carlo solo está reconstruyendo el decaimiento $K3\pi$ y no muestra ningún otro proceso.

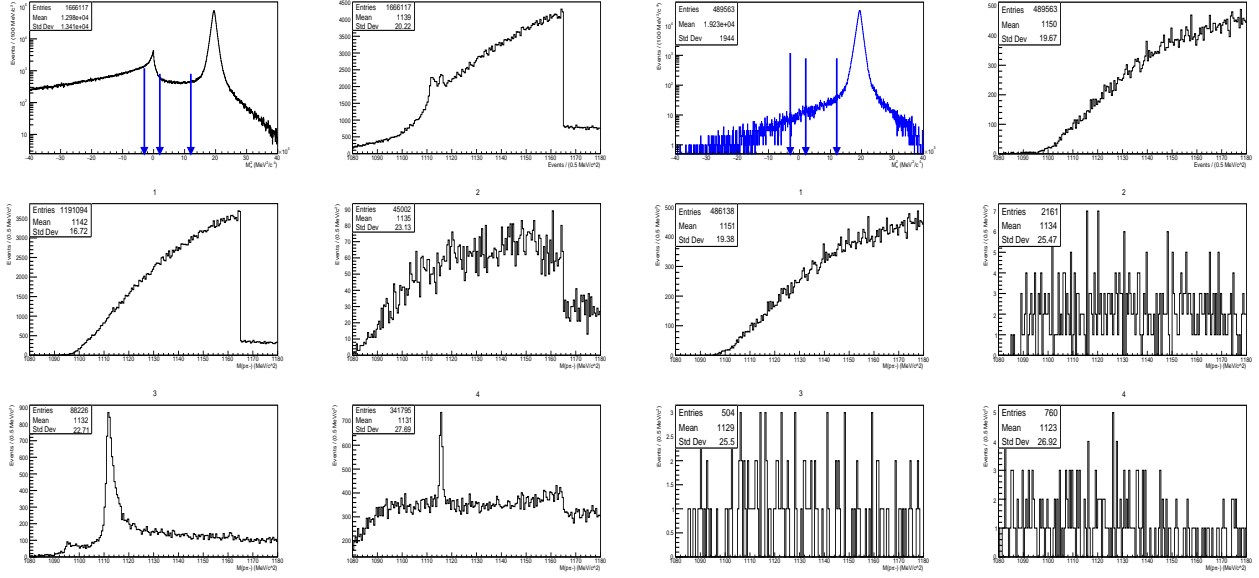


Figura 5.11: a) Distribución MM2 y Λ^0 datos b) Distribución MM2 y Λ^0 MC

La Figura 5.11 muestra en la imagen izquierda la distribución MM2 del pión perdido y la distribución de $M(p\pi)$, elaboradas con los datos del experimento. Al aplicar cortes cinemáticos respecto a las regiones de MM2 sobre la distribución de $M(p\pi)$ se aprecia un pico claro alrededor de la masa de Λ^0 , además de acuerdo a la imagen en el panel medio izquierdo el decaimiento $K3\pi$ entra casi por completo como background en esta distribución. La imagen de la derecha representa las mismas distribuciones, pero elaboradas con los datos del Monte Carlo. Destacamos el hecho que se reconstruye por completo el background en la distribución de $M(p\pi)$ y ya no aparece ningún pico de Λ^0 , como era de esperarse, ya que los datos del Monte Carlo solo corresponden al proceso $K3\pi$.

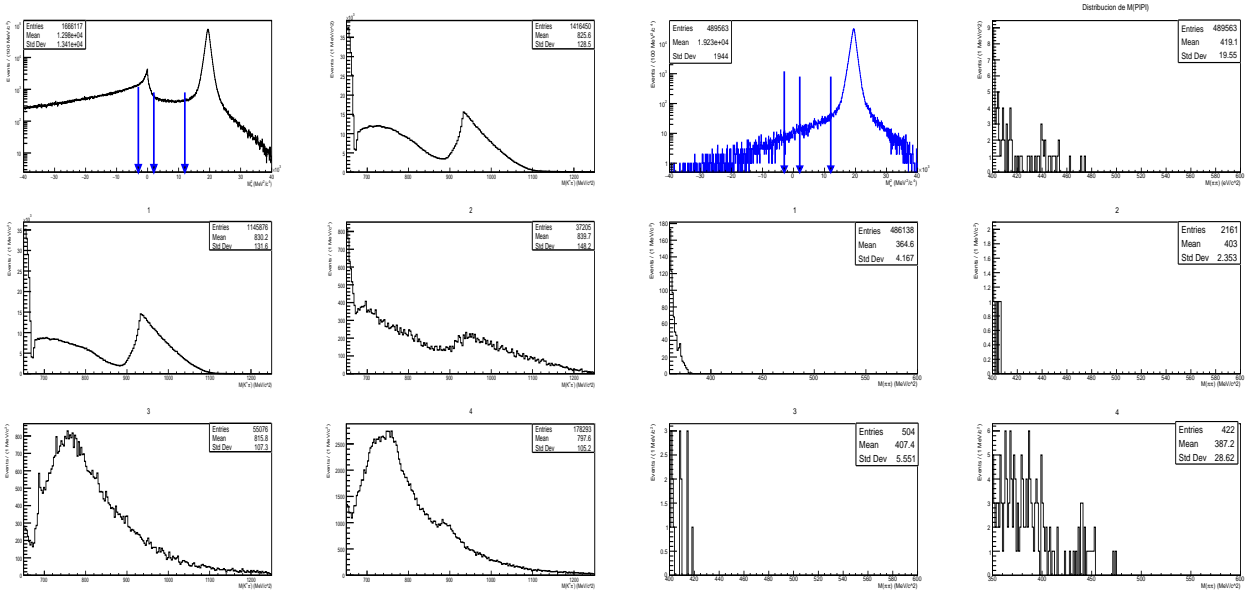


Figura 5.12: a) Distribución MM2 y K^{*0} datos b) Distribución MM2 y K^{*0} MC

En la Figura 5.12 se muestran a la izquierda las distribuciones de MM2 y $M(K\pi)$, donde se esperaría ver un pico alrededor de la masa del K^{*0} , realizadas con los datos del experimento. En la imagen derecha se encuentran las mismas distribuciones pero con los datos del Monte Carlo, en este caso la distribución de $M(K\pi)$ no se alcanza a formar nítidamente, dado que los datos solo corresponden al decaimiento $K3\pi$.

Capítulo 6

Complementos y Conclusiones

6.1. MM2 usando el valor real del momento del haz

Ahora es conveniente recordar que para el análisis de MM2 no hemos usado el momento del haz medido por el detector, en este caso por el GTK, sino que hemos usado el promedio obtenido a partir de los momentos de todos los eventos con tres tracks. El Dr. Jurgen Engelfried nos ha comunicado que en realidad el valor promedio del momento del haz se mide corrida por corrida, como parte de las calibraciones realizadas. Entonces es claro tener la duda ¿afecta demasiado al análisis la elección que hicimos?

Para comprobar que nuestra aproximación respecto al momento del haz incidente es confiable, comparamos la distribución de MM2 del pión perdido en eventos con dos tracks, calculado de dos maneras, la primera, usando el valor promedio del haz a partir de los momentos de tres tracks, y la segunda sería utilizando el valor real del haz medido por el GTK.

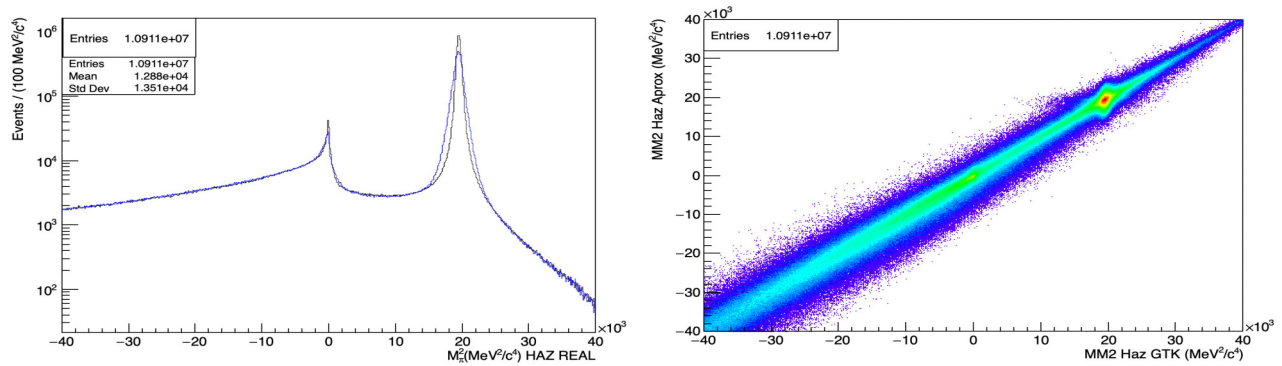


Figura 6.1: a) Distribución de MM2 para el decaimiento $K3\pi$ con dos tracks utilizando nuestra aproximación para el momento del haz incidente (en azul) vs el valor real del haz incidente (en negro). b) Scatter Plot de MM2 con nuestra aproximación del haz vs el haz medido por GTK

Como puede verse en la Figura 6.1 las distribuciones de MM2 que se obtienen utilizando nuestra aproximación para el momento del haz incidente y utilizando el valor real muestran un comportamiento similar. Hay unas pequeñas diferencias, por ejemplo, los picos que aparecen en las distribuciones en la región de la masa del pión al cuadrado y del pico alrededor de cero, son más angostas, por lo que son también más altas. Esto nos permite pensar que nuestra aproximación es una buena elección.

En la Figura 6.1 se pueden apreciar mejor las similitudes, y añadimos el scatter plot de una distribución contra la otra para mostrar que están totalmente correlacionadas. Si se utilizara el valor real para hacer el mismo análisis que hicimos, lo único que cambiaría es el mejor valor del corte para separar las señales buscadas, y nada más.

6.2. MM2 usando diferentes haces

Otra pregunta que podríamos hacernos es si el pico del pión perdido solo puede aparecer si se utiliza un haz que no sea de kaones. Para ver si podemos entender algo al respecto, expandimos el estudio de la distribución de MM2 del pión perdido en dos tracks utilizando dos tipos de haces incidentes distintos, en el primer caso suponemos que el haz incidente está formado por piones y en un segundo caso suponemos que está formado por protones.

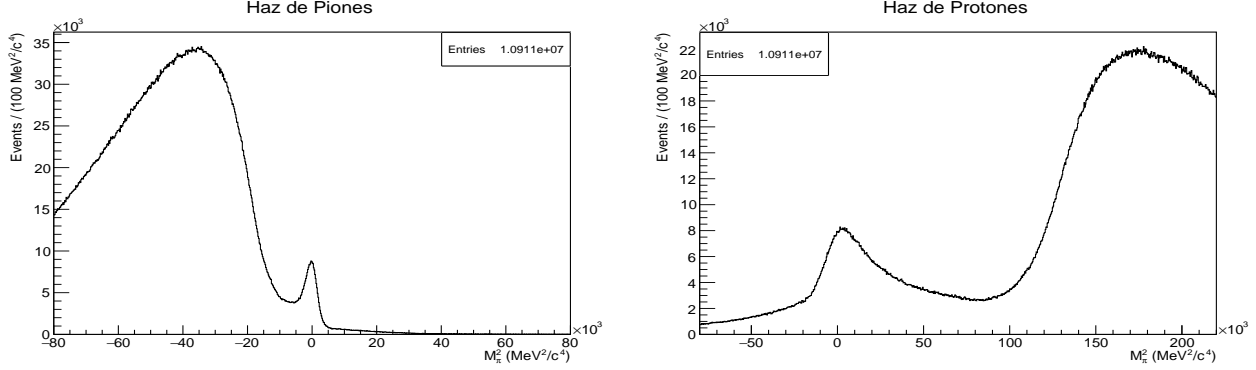


Figura 6.2: a) Distribución MM2 del pión perdido con haz incidente de $75 \hat{z}$ MeV/c datos. b) Distribución MM2 del pión perdido con haz incidente de $75 \hat{z}$ MeV/c.

En la Figura 6.2 se muestra la distribución MM2 del pión perdido en dos tracks para cuando el haz incidente está conformado por piones, izquierda, y cuando el haz incidente está conformado por protones, derecha. Estas distribuciones en cierta forma son una el reflejo de la otra, ambas presentan un pico alrededor de cero y una loma muy grande de background, que cambia de lado dependiendo de la masa asignada al haz.

Aunque se aprecien picos, es muy difícil saber en estas gráficas hacia qué valores se movió el pico de pión visto cuando se supuso un haz de kaones. Sin embargo, podemos saberlo si graficamos estas distribuciones contra la que teníamos cuando supusimos un haz de kaones. Hacemos entonces las gráficas de scatter plot, donde se grafica la distribución de MM2 utilizando un haz de piones o protones contra la que se generó utilizando un haz de kaones, como en la Figura (6.3)

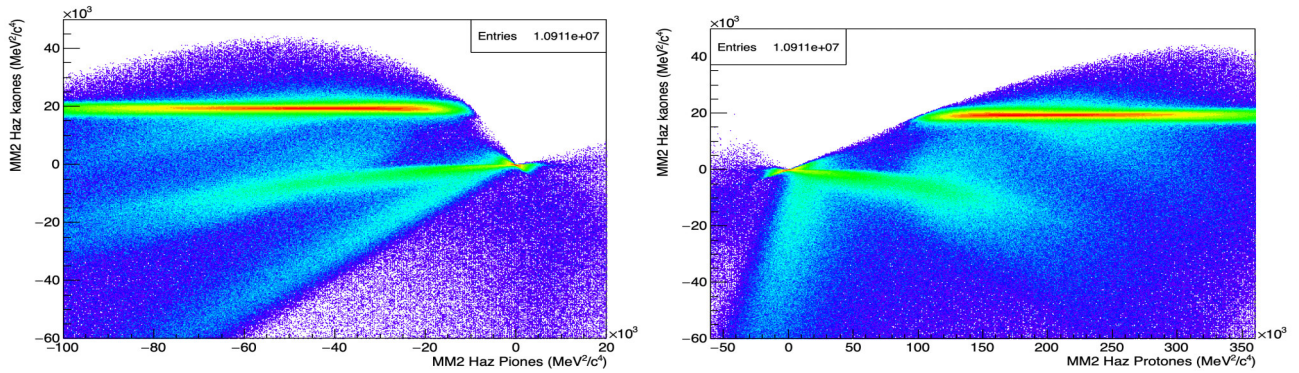


Figura 6.3: a) Scatter Plot MM2 con haz incidente de piones vs haz incidente de kaones. b) Scatter Plot MM2 con haz incidente de protones vs haz incidente de kaones

De acuerdo a la Figura 6.3 en el caso de que se utilice un haz incidente de piones para hacer la distribución de MM2, los eventos que representan al pión perdido se encuentran en la región negativa de MM2, caso contrario para cuando se utiliza un haz de protones, donde los eventos que representan al pión perdido se encuentran en la región positiva de la distribución de MM2. Sin embargo, en ambos casos ese pico de piones se encuentra distribuido a lo largo de un rango largo de valores, por lo que no podemos obtener una conclusión inmediata de estas gráficas.

Cabe señalar que en los casos de las tres tesis anteriores, siempre estudiamos un vértice con dos tracks donde buscamos alguna partícula con extrañeza, lo que implica que si el haz no contiene extrañeza, las distribuciones generadas con haces de piones o protones son más difíciles de entender debido a que se necesitaría otra partícula que ayudará a que en el estado final hubiera extrañeza. Esta es la complicación que se tiene cuando se hacen estudios inclusivos.

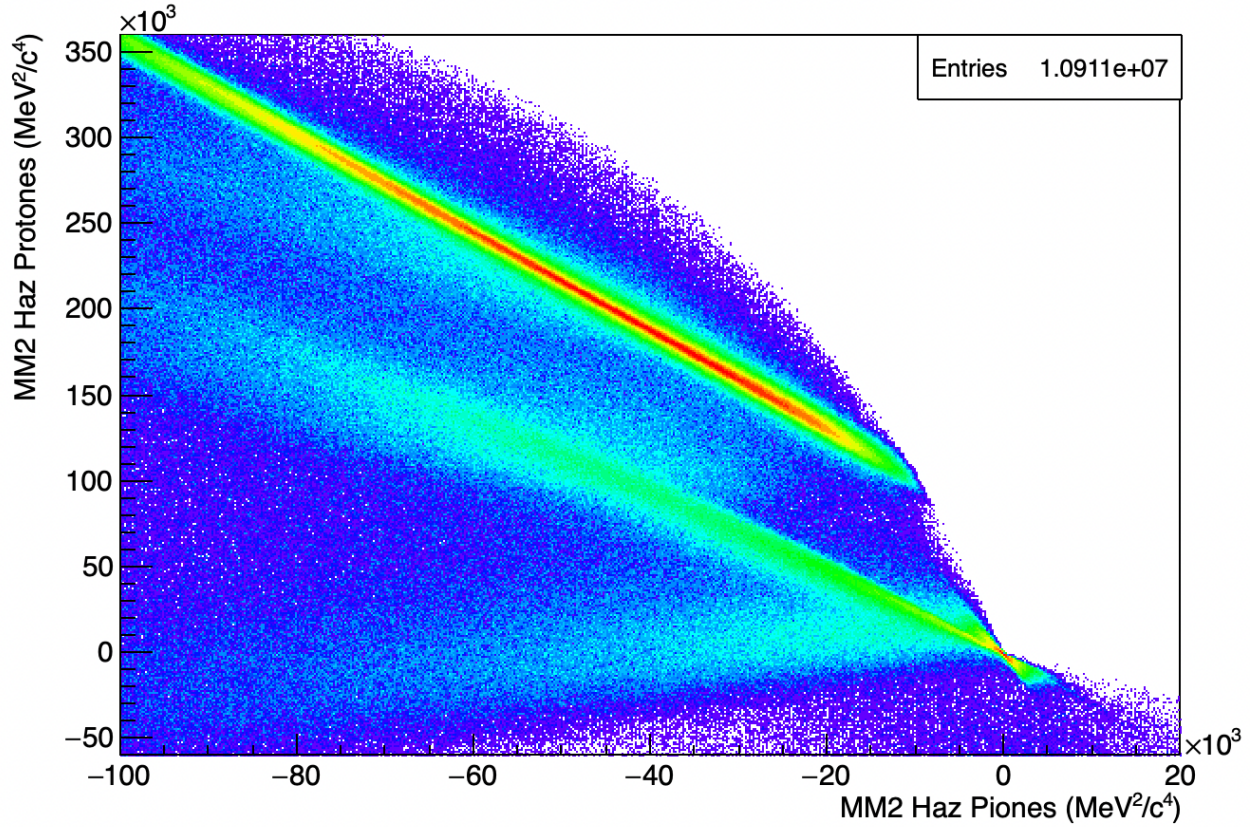


Figura 6.4: Scatter plot de MM2 utilizando un haz incidente de piones vs un haz de protones

Por último, la Figura 6.4 se muestra el scatter plot entre la distribución MM2 hecha con un haz incidente de piones vs un haz incidente de protones, como era de esperarse, debido a que los piones perdidos aparecen en la región negativa de MM2 cuando el haz incidente es de piones y en la región positiva cuando el haz incidente es de protones, se forma una línea inclinada con pendiente negativa, la cual representa la intersección entre ambas distribuciones donde hay eventos asociados al pión perdido.

6.3. Scatter Plots: Datos vs. Monte Carlo

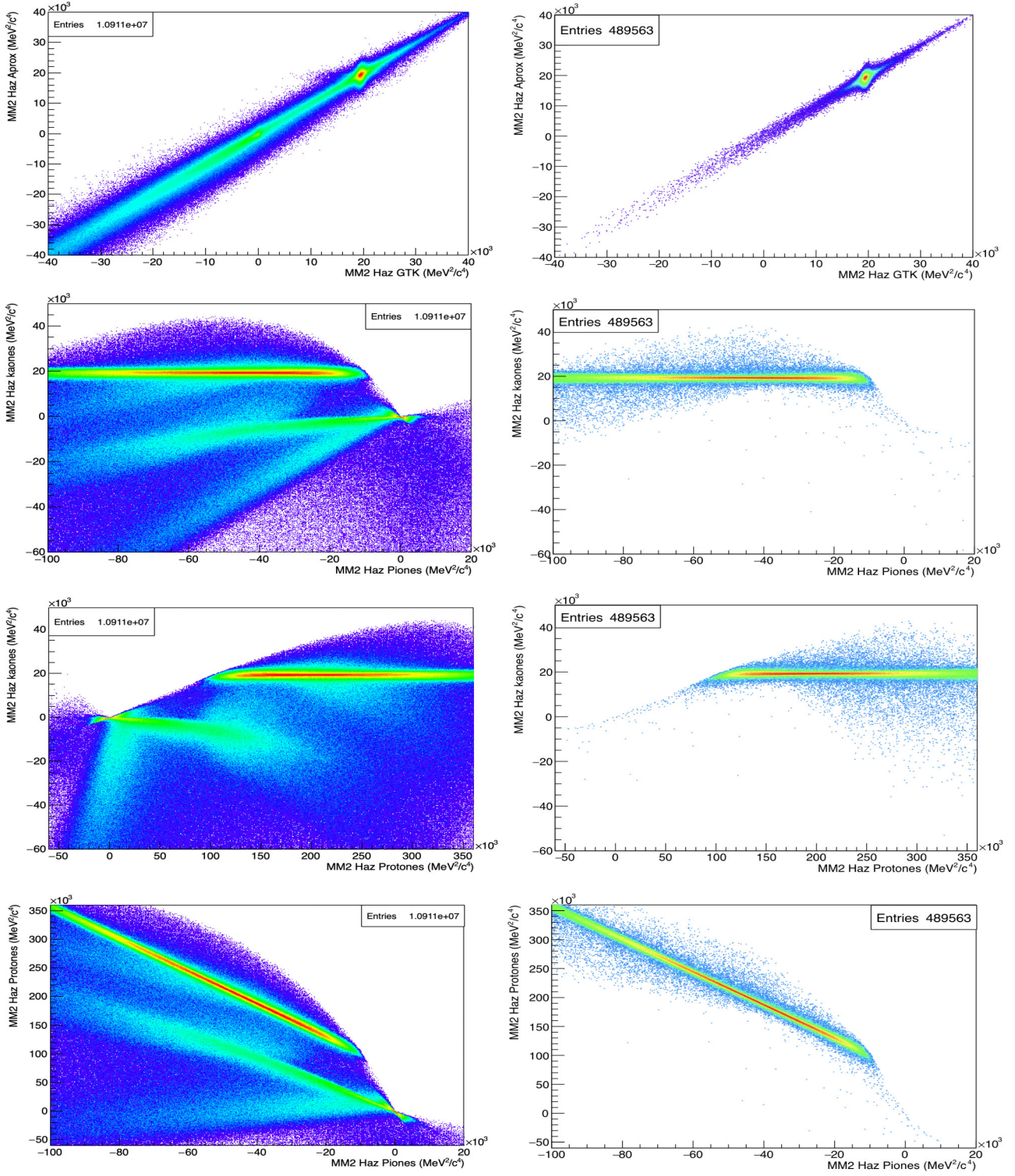


Figura 6.5: Scatter Plots: Datos vs. Monte Carlo

En la Figura 6.5 se muestran todas las gráficas de tipo Scatter Plot que se presentaron en esta sección, imágenes a la izquierda, y su correspondiente Monte Carlo, imágenes a la derecha. En el caso del Monte Carlo se confirma la presencia del decaimiento $K3\pi$ para cualquier tipo de haz, kaones, piones y protones, y además se elimina la contaminación de otros procesos.

6.4. Conclusiones finales

En este trabajo nos propusimos estudiar los siguientes aspectos: 1) Si podemos ver un pión perdido en vértices que solo tienen dos tracks, que proviene del decaimiento $K3\pi$, y 2) si este es el caso, ver si ese pico contribuye directamente al background de los procesos estudiados en tesis anteriores. 3) Ahora vemos que podemos añadir a estos objetivos el preguntarnos si este estudio nos permite encontrar un corte cinemático que ayude a quitar el background en esos procesos.

Uno de los primeros desafíos al inicio del análisis se produjo al encontrar que la distribución de MM2 adecuada no se obtenía utilizando simplemente un haz con momento de 75 GeV/c en la dirección \hat{z} . Esto se corrigió utilizando el promedio del momento del haz tomado de datos con un vértice con tres tracks. Ya mostramos que, aunque esta no es la mejor elección, no altera los resultados obtenidos, incluso utilizando el valor del momento del haz dado por el GTK. Aún utilizando las diferentes identificaciones dadas por el KTAG, el análisis sigue siendo válido y da resultados que pueden ayudar a la comprensión del background de los procesos estudiados en tesis anteriores.

Como conclusión, podemos decir que, en términos generales, se cumplieron los objetivos que nos planteamos al inicio del trabajo:

- 1) Demostramos que el decaimiento $K3\pi$ está presente en eventos con vértices con dos tracks, ya que logramos ver un pico alrededor de la masa de pión en la distribución de masa MM2($K^+\pi^+\pi^-$), como puede observarse en la Figura 4.12.
- 2) Además este decaimiento entra como parte del background en procesos a dos tracks como es el caso de Λ^0 y K^{*0} . En el caso de K_S^0 el decaimiento $K3\pi$ no entra como background.
- 3) Además, la distribución de MM2 del pión faltante sirvió para realizar cortes cinemáticos, a partir de la segmentación en regiones de la misma, que limpiaron el background de las distribuciones de masa invariante de los tres procesos estudiados en dos tracks, K_S^0 's Λ^0 's y K^{*0} 's.

Por último, quisiéramos resaltar el último punto de las conclusiones: el hecho de que los cortes cinemáticos en la distribución MM2 del pión perdido funcionaron de buena manera para limpiar el background de las distribuciones de masa invariante de los tres procesos estudiados K_S^0 's Λ^0 's y K^{*0} 's. Como ejemplo, en el estudio de K_S^0 's, se puede apreciar la forma en la que el corte cinemático en la región negativa de MM2 muestra un pico claro de K_S^0 , véase la Figura 4.14, lo mismo sucedió en el caso de Λ^0 's, Figura 4.17. Cabe resaltar que estas distribuciones que se encontraron muestran una señal más clara en el pico de K_S^0 's y Λ^0 's, que la que presentaron en los trabajos de tesis anteriores [5] y [4], donde utilizaron más cortes en diferentes variables. En el caso de K^{*0} 's, tuvimos que utilizar los cortes que uso Kevin en [3] para apreciar un pico alrededor de K^{*0} 's, sin embargo, al momento de añadirle nuestro corte en MM2, la señal se limpio aún más y se aprecian más eventos que los que él observó, Figura 4.22, lo mismo sucedió para los otros procesos, Figuras 4.16 y 4.19.

Estos cortes nos permitirán hacer un estudio más detallado de los procesos de hadroproducción observados en datos del experimento CERN-NA62.

Bibliografía

- [1] Particle Data Group. Review of Particle Physics. <https://pdg.lbl.gov/index.html>, 2024. <https://pdg.lbl.gov/index.html>.
- [2] E.Cortina et al. (Colaboración CERN-NA62). Observation of the $k^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ decay and measurement of its branching ratio. *Journal of High Energy Physics*, 02:191, 2025.
- [3] Kevin Alexander Rodriguez Rivera. Producción de K^*0 en el Experimento CERN-NA62. Master's thesis, Guanajuato University, 2 2022.
- [4] Ana Isabel Moreno Hernández:. Producción de Λ^0 (1115) y $\bar{\Lambda}^0$ (1115) en CERN-NA62. Master's thesis, Guanajuato U., 12 2022.
- [5] María José Fonseca Vázquez. Producción de K_S^0 en CERN-NA62. Master's thesis, Universidad de Guanajuato, División de Ciencias e Ingenierías, Campus León, Mexico, 12 2022.
- [6] M.H.L.S. Wang et al. (Colaboración E690). Diffractively produced charm final states in 800 GeV/c pp collisions. *Phys. Rev. Lett.*, 87:082002, 2001.
- [7] M. A. Reyes et al. (Colaboración E690). Partial wave analysis of the centrally produced $K_S K_S$ system at 800 GeV/c. *Phys. Rev. Lett.*, 81:4079–4082, 1998. doi: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.81.4079>.
- [8] M.Sosa et al. (Colaboración E690). Spin-parity analysis of the centrally produced $K_S K^\pm \pi^\mp$ system at 800 GeV/c. *Phys. Rev. Lett.*, 83:913–916, 1999.
- [9] D.C.Christian et al. (Colaboración E690). Search for exotic baryons in 800 GeV $pp \rightarrow p \Xi^\pm \pi^\mp X$. *Phys. Rev. Lett.*, 95:152001, 2005.
- [10] M.A.Reyes et al. (Colaboración E690). Exotic baryon searches in 800 GeV/c $pp \rightarrow pX$. In *Proceedings of the XI International Conference on Hadron Spectroscopy (Hadron 2005)*, *AIP Conf. Proc.* 814, 356-360, 2006.
- [11] J.Uribe et al. (Colaboración BNL-E766). Pion-pion correlations at low relative momentum produced in p-p collisions at 27.5 gev/c. *Phys. Rev. D*, 49:4373, 1994.
- [12] D.C.Christian et al. (Colaboración E690). High rate drift chambers. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A*, 345:62, 1994.
- [13] E. Cortina Gil et al 2017 JINST 12 P05025. The beam and detector of the na62 experiment at cern. *Journal of Instrumentation*, 12(05):P05025, may 2017. doi: 10.1088/1748-0221/12/05/P05025. URL <https://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/12/05/P05025>.



León, Guanajuato, 30 de noviembre de 2025

Dr. Modesto Sosa Aquino
Director de la División de Ciencias e Ingenierías
Campus León, Universidad de Guanajuato
PRESENTE

Estimado Dr. Sosa:

Por este medio, me permito informarle que he leído la tesis titulada **“Estudio del background en vértices con dos tracks producido por el decaimiento $K3\pi$ en CERN-NA62”** que realizó el L. F. **Carlos Alberto Rico Olvera** como requisito para obtener el grado de Maestro en Física.

Considero que el trabajo de maestría realizado por Carlos es muy completo y que aporta conocimiento de relevancia para el área de la física de altas energías. Considero que su trabajo reúne los requisitos necesarios de calidad e interés académico para que sea defendida en un examen de grado, razón por la cual extiendo mi aval para que así se proceda.

Sin más que agregar, agradezco su atención y aprovecho la ocasión para enviarle un cordial saludo.

ATENTAMENTE
“LA VERDAD OS HARÁ LIBRES”

Dr. Juan Barranco Monarca
División de Ciencias e Ingenierías UG



León, Guanajuato, 27 de noviembre de 2025

Dr. Modesto Antonio Sosa Aquino
Director
División de Ciencias e Ingenierías
PRESENTE

Por medio de la presente me permito informar que he leído la tesis titulada **“Estudio del background en vértices con dos tracks producido por el decaimiento $K3\pi$ en CERN-NA62”**, que para obtener el grado de Maestro en Física ha sido elaborada por el **I.F. Carlos Alfredo Rico Olvera**. En mi opinión, la tesis cumple con los requisitos de calidad correspondientes al grado académico al que se aspira. Las correcciones sugeridas por mi parte han sido atendidas, por lo cual recomiendo se proceda a la defensa de la tesis.

Sin más por el momento quedo a sus órdenes para cualquier aclaración.

Atentamente

Dr. Carlos Alberto Vaquera Araujo
Investigador por México, Secihti
Departamento de Física
DCI, Campus León
vaquera@fisica.ugto.mx



Asunto: *Carta de Aceptación*
León, Gto, Diciembre 28, 2025

Dr. Modesto Antonio Sosa Aquino
Director de la División

Comunico que he leído y revisado la tesis de Maestría titulada **Estudio del background en vértices con dos tracks producido por el decaimiento $K3\pi$ en CERN-NA62** que presenta el Ing. **Carlos Alfredo Rico Olvera**, estudiante de la Maestría en Física de la División de Ciencias e Ingenierías, para optar por el grado de Maestro en Física.

El trabajo es de calidad suficiente para optar por el mencionado grado. Por lo anterior, acepto en contenido, forma, y profundidad la mencionada tesis.

Sin otro particular,

Atentamente,

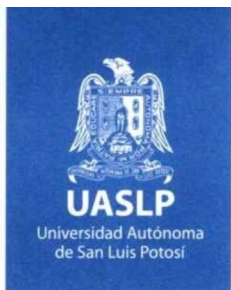
Dr. Edgar Valencia Rodríguez

DIVISIÓN DE CIENCIAS E INGENIERÍAS

Laboratorio de Partículas Elementales

Loma del Bosque #103. Lomas del Campestre;
C.P. 37150; León, Gto., México
e.valencia@ugto.mx

Teléfono: 472 737 35 37



Dr. Jürgen Engelfried
Instituto de Física
Universidad Autónoma de San Luis Potosí
Avenida Parque Chapultepec 1570,
Privadas del Pedregal
San Luis Potosí, S.L.P. 78295
Mexico
Phone: +52 444 8036384
Email: jurgen@ifisica.uaslp.mx

30 de noviembre de 2025

Dr. Modesto Antonio Sosa Aquino
Director de la División de Ciencias e Ingenierías
Universidad de Guanajuato

Estimado Dr. Sosa,

Me permito informarle que he leído y revisado la tesis **Estudio del background en vértices con dos tracks producido por el decaimiento $K3\pi$ en CERN-NA62** que **Carlos Alfredo Rico Olvera** presenta como requisito para obtener el grado de *Maestro en (Física)*.

Considero que el trabajo reúne los requisitos necesarios para poder ser defendido en su examen de grado.

Sin otro particular, quedo de Usted.

Atentamente

Dr. Jürgen Engelfried



www.uaslp.mx

Tel. (444) 826 2300
Ext. 3010, 3101 y 3102
www.ifisica.uaslp.mx

"Rumbo al centenario de la autonomía universitaria".