

Producción de $\Lambda^0(1115)$ y $\bar{\Lambda}^0(1115)$ en CERN-NA62

Por

Ana Isabel Moreno Hernández

una tesis que presenta
a la
Universidad de Guanajuato
para obtener
el grado de
MAESTRO EN FÍSICA



Maestría en Física
División de Ciencias e Ingenierías
Universidad de Guanajuato, Campus León
Agosto 2022

Asesor: Dr. Marco Antonio Reyes Santos
Co-asesor: Dr. Jürgen Engelfried

DEDICATORIA

A mi familia, quienes me han dejado volar tan alto como me sea posible.

AGRADECIMIENTOS

Quiero agradecer la guía y enseñanza que me han dado mi asesor, el Dr. Marco Antonio Reyes Santos, y mi co-asesor, el Dr. Jürgen Engelfried, ya que sin su orientación, dedicación y paciencia, este trabajo de tesis no habría sido posible. También agradezco a los integrantes del grupo de investigación al que formamos parte, mis compañeros de estudio, con los que tuve el placer de trabajar en conjunto y encontrarme en el mismo proceso de aprendizaje recibido.

Agradezco el apoyo moral que he recibido por parte de toda mi familia, en especial a mis padres, J. Cruz y Ma. Isabel, quienes me han acompañado en cada paso de mi vida, además de mis hermanos y hermanas, quienes me han alentado en seguir esforzándome. Ustedes han sido el motor que impulsa mis sueños y aspiraciones, les debo todo lo que he logrado hasta ahora. Gracias por ser una familia tan amorosa y cálida. Gracias por creer en mí siempre.

Gracias a mi prometido, Gabriel Amézquita, por estar siempre a mi lado, por alentarme a no darme por vencida, por recordarme quién soy cada día y, sobre todo, por su apoyo incondicional.

Deseo agradecer la enseñanza y formación que he recibido por parte de mis profe-

sores y profesoras a lo largo de mi licenciatura y maestría. De igual forma agradezco a mis compañeros por el ambiente de convivencia y amistad al que pude formar parte por varios años.

A mi casa de estudios, la Universidad de Guanajuato, que me ha permitido obtener conocimiento y experiencia a lo largo de varios años.

Agradezco a LESD José Limón Castillo del Centro de Cómputo del IF-UASLP por mantener las computadoras que se utilizaron para este estudio.

Finalmente, agradezco el apoyo proporcionado por el Fondo Sectorial de Investigación para la Educación SEP/CONACyT, proyecto 242139, y al proyecto "Participación de México en la Frontera de Física de Altas Energías en el CERN", CONACyT Proyectos de la Frontera número 2042.

Índice

1	Introducción	1
2	Partículas Λ y Modelo Estándar	3
2.1	Modelo estándar	3
2.1.1	La construcción del modelo estándar de partículas	3
2.1.2	Interacciones fundamentales y sus portadores	4
2.1.3	Electrodinámica cuántica	5
2.1.4	La búsqueda por simetrías	5
2.1.5	Teorías de norma	6
2.1.6	Leptones	7
2.1.7	Quarks y sistemas de quarks	7
2.1.8	Colores de los quarks y gluones	9
2.1.9	El Higgs y más allá	10
2.1.10	Simetría CPT	10
2.1.11	Problemas de antimateria	11
2.1.12	Reglas de conservación	12
2.2	Partículas Extrañas	14
2.2.1	Extrañeza	14
2.2.2	Partículas Λ	16
2.2.3	Kaones	17
2.2.4	Producción de Lambdas y Kaones	19
2.3	Cinemática Relativista	19

2.3.1	Transformaciones de Lorentz	19
2.3.2	Decaimiento a dos cuerpos	21
2.3.3	Gráfica de Armenteros-Podolansky	23
2.3.4	Ejemplos de decaimientos de partículas neutras	25
2.4	Haces de protones y electrones	31
2.5	Colisionador y Blanco fijo	32
2.6	Experimentos relevantes	33
2.6.1	COMPASS	33
2.6.2	Experimento NA48	33
2.6.3	Experimento KOTO	34
2.6.4	CKM	34
2.6.5	Experimento E787	34
2.6.6	Experimento E949	34
2.6.7	WA89	35
2.6.8	Project X	35
2.6.9	SELEX/E781	35
3	Experimento CERN-NA62	37
3.1	Fuentes de protones para el NA62: PS y SPS	38
3.2	NA62	40
3.2.1	Diseño y principios de análisis	40
3.2.2	Línea del haz de kaones de alta intensidad	43
4	Selección de datos y eventos	50
4.1	Hipótesis de estudio: hadroproducción de $\Lambda(1115)$ y $\bar{\Lambda}(1115)$	50
4.2	Selección de datos y preselección de eventos	51
4.3	Cortes principales para la selección de eventos	53
4.3.1	Identificación de protón y antiprotón	53
4.3.2	Corte en el momento del par	60
4.3.3	Corte de coincidencia temporal de las trayectorias del vértice	64
4.3.4	Corte de distancia al GTK3	68

4.4	Gráfica de Armenteros-Podolanski	73
5	Análisis de la producción de $\Lambda(1115)$ y su antipartícula	77
5.1	Producción como función de la distancia D	77
5.2	Estimación del tiempo de vida	89
5.3	Distribuciones de masa invariante por trigger	93
5.3.1	Tabla de datos por trigger	93
5.3.2	Comparación con Monte-Carlo	101
5.3.3	Selección de triggers a estudiar	105
5.4	Correcciones por aceptación para la producción de Λ y $\bar{\Lambda}$ en función del momento	105
6	Conclusión	113
	Referencias	118

Capítulo 1

Introducción

La física de partículas es el estudio fundamental de las partículas subatómicas, incluidas la materia (y la antimateria) y las partículas portadoras de las interacciones fundamentales. Se ocupa principalmente de la estructura y las fuerzas en este nivel de existencia y por debajo. Ha tomado un gran auge en los últimos años y todas las partículas y sus interacciones observadas hasta la fecha pueden describirse mediante una teoría llamada Modelo Estándar, aunque no en su totalidad, ya que se éste ofrece una descripción incompleta de la naturaleza.

El objetivo principal de esta tesis es estudiar la producción de $\Lambda^0(1115)$ y su anti-partícula $\bar{\Lambda}^0$ con la suposición de que una de las estaciones del espectrómetro GTK, el GTK3, funciona como un blanco fijo para el haz de piones, protones y kaones del experimento CERN-NA62. El experimento NA62 está dedicado a las mediciones de desintegraciones raras del kaón, específicamente en el decaimiento $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$, así que la meta de esta tesis es demostrar que, aunque el GTK3 es muy delgado, puede funcionar como blanco fijo para el haz del experimento. Además, es importante mencionar que las interacciones en el GTK3 son un ruido inevitable para las mediciones principales, y vale la pena investigar y cuantificar qué hay detrás de este *ruido* y utilizarlo como algo positivo.

En el capítulo 2 desarrollamos una breve introducción a la física de partículas, presentando la historia de la construcción del modelo estándar de partículas, las interacciones fundamentales y sus portadores, teorías de norma, la base en la que están clasificadas las partículas en la actualidad, reglas de conservación y las predicciones de la simetría CPT; luego continuamos con partículas extrañas y la definición de extrañeza, lo que nos permite conocer un poco más sobre las partículas Λ y $\bar{\Lambda}$ que

se estudian en esta tesis; después proseguimos con cinemática relativista, decaimiento de partículas a dos cuerpos e identificación de partículas utilizando la gráfica de Armenteros-Podolansky; finalizamos con diferencias entre haces de electrones y protones, después tratamos la disputa entre colisionador y blanco fijo, y mencionamos algunos experimentos relevantes para este estudio.

En el capítulo 3 empezamos con una presentación de los aceleradores PS y SPS que están dentro del CERN, para luego dar una breve explicación de cómo se obtiene el haz de protones que se utiliza para los distintos experimentos que se realizan en éste; después continuamos describiendo uno de sus experimentos más importantes, el experimento NA62, en el que mencionamos cuál es su objetivo principal y detallamos su diseño y principios de análisis, además de dar una descripción corta de sus detectores más importantes.

En el capítulo 4 presentamos más a detalle la hipótesis de estudio para la hadroproducción de partículas Λ y $\bar{\Lambda}$, explicamos cómo fue realizada la selección de datos y eventos para el estudio de esta tesis, así como los principales cortes efectuados para empezar el análisis de la producción de estas partículas. El capítulo termina en la gráfica de Armenteros-Podolansky que se obtiene con esta selección de datos y cortes realizados.

En el capítulo 5 detallamos el análisis al que fueron sometidos los datos y eventos seleccionados para confirmar el tipo de partícula analizada y nuestra hipótesis. Posteriormente estudiamos la producción de Λ y $\bar{\Lambda}$ como función de la distancia y presentamos una técnica simplista de cómo obtener el tiempo de vida para estas partículas. Después de esto, presentamos cómo es la producción de estas partículas como función del momento y para diferentes haces, en donde se realizó un proceso de selección de trigger y se tomó en cuenta la aceptación del experimento para hacer las debidas correcciones.

Por último, en el capítulo 6 presentamos las conclusiones de este estudio, mostrando los valores obtenidos para la masa y el tiempo de vida de la Λ^0 y $\bar{\Lambda}^0$, así como la recapitulación de lo observado en la producción de estas partículas como función del momento y por haces diferentes, resaltando la importancia del análisis en comparación con otros experimentos que han utilizado haces de kaones.

Capítulo 2

Partículas Λ y Modelo Estándar

2.1. Modelo estándar

Dentro de la amplia área de la física, uno de los modelos teóricos más exitosos es el llamado **modelo estándar de partículas**, el cual describe a las partículas que creemos que son fundamentales, así como sus interacciones. El tremendo éxito de esta teoría consiste en que hasta ahora ha demostrado ser capaz de describir con gran precisión casi todos los datos experimentales, aunque hay algunas pequeñas discrepancias. A continuación describiremos las características y los componentes del modelo estándar.

2.1.1. La construcción del modelo estándar de partículas

A principios del siglo pasado, se desarrolló el conocimiento sobre la dualidad onda-partícula de la luz. Luego, Einstein demostró que cuando la energía es absorbida, ésta solo puede ser extraída en cuantos discretos, llamados fotones, con energía E relacionada con la frecuencia ν de la luz en la forma $E = h\nu$, donde h es la constante de Planck. De la misma manera, esta dualidad aparece en la materia, ya que electrones y otras partículas exhiben propiedades ondulatorias.

Curiosamente, la constante de Planck ha resultado ser una constante física fundamental, ya que aparece en otros aspectos de la materia, no solo los ondulatorios, como el espín intrínseco que poseen la mayoría de las partículas, correspondiente a un momento angular el cual es siempre un entero o múltiplo semientero de $h/2\pi$, una cantidad para la cual usamos el símbolo especial \hbar . De esta forma, se distinguen dos tipos diferentes de familias de partículas: **bosones**, cuyo espín es $0, \hbar, 2\hbar, \dots$ y

fermiones, con espín $\frac{1}{2}\hbar, \frac{3}{2}\hbar, \dots$.

Debido a que tienen un espín entero, se dice que los bosones son *sociables*, ya que sus funciones de onda les permiten ocupar el mismo estado, mientras que los fermiones (incluyendo protones, neutrones y electrones) lo tienen prohibido debido al **principio de exclusión de Pauli**, la base esencial de la estructura atómica.

Es importante mencionar que cualquier teoría de partículas elementales debe ser consistente con la relatividad especial. La combinación de la mecánica cuántica, el electromagnetismo y la relatividad especial llevaron a Dirac a construir la ahora universal **ecuación de Dirac** y, al cuantizar los campos, a la teoría cuántica de campos. La teoría cuántica de campos tuvo como primer triunfo la electrodinámica cuántica, también conocida como **QED**, la cual describe la interacción del electrón con el campo electromagnético.

Por último, la construcción del Modelo Estándar ha sido guiada por principios de simetría. Las matemáticas de la simetría provienen de la teoría de grupos. La conexión entre simetrías y física es profunda. El **teorema de Noether** afirma, esencialmente, que para cada simetría continua de la naturaleza hay una ley de conservación correspondiente. Por ejemplo, de la homogeneidad de espacio y tiempo se deduce que el lagrangiano de un sistema cerrado es invariante bajo traslaciones uniformes del sistema en el espacio y en el tiempo. Tales transformaciones son, por lo tanto, operaciones de simetría en el sistema. Se puede demostrar que conllevan, respectivamente, a las leyes de conservación del impulso y conservación de la energía.

2.1.2. Interacciones fundamentales y sus portadores

Hasta ahora se conocen cuatro fuerzas fundamentales en la naturaleza y en Física de Partículas es conveniente hablar de ellas como interacciones. A continuación, describiremos las características de las cuatro interacciones fundamentales:

- **Gravitacional.** Interacción de tipo atractiva, de alcance finito, insignificante a escalas de la física de partículas. Portador: Gravitón (espín 2 no confirmado). Intensidad relativa = 10^{-39} (relativa con respecto a la interacción fuerte).
- **Débil.** Es una interacción de alcance muy corto. Aparece en una forma de radiactividad, la desintegración beta nuclear, en la que un neutrón se transforma en un protón, un electrón y un neutrino sin masa muy evasivo. Portadores: bosones de Gauge electrodébiles W^\pm y Z^0 (espín 1). Intensidad relativa = 10^{-5} .

- **Electromagnética.** Interacción que puede ser atractiva o repulsiva, de alcance infinito. Portador: fotón (espín 1). Intensidad relativa = 10^{-2} .
- **Fuerte.** Interacción atractiva de corto alcance. Responsable de unir protones y neutrones en núcleos atómicos. Portador: gluón (espín 1). Intensidad relativa = 1.

Las interacciones débil y electromagnética pueden estudiarse de manera unificada.

2.1.3. Electrodinámica cuántica

El modelo estándar describe cómo las partículas interactúan. La primera pieza para alcanzar una forma madura de este modelo fue **la electrodinámica cuántica (QED)**, la cual se ocupa de las interacciones de fotones con electrones. Es una teoría de campo; y cada tipo de interacciones determinadas por una partícula es descrita por un campo que se extiende a través del espacio. Los **fotones** están relacionados a los campos eléctricos y magnéticos, y también existe incluso un campo de electrones.

QED fue inventada a finales de la década de 1940 [20] y dio muy buenos resultados, pero también se topó con un problema grave. El método estándar de cálculo, llamado **teoría de perturbaciones**, involucra aproximaciones sucesivas. La primera aproximación dio resultados generalmente dentro de una pequeña desviación de la respuesta correcta. El problema era que a aproximaciones de orden superior aparecen valores infinitos. La solución al problema fue llamada como **teoría de renormalización**. Esencialmente equivale a reunir todos los infinitos juntos en correcciones a la masa y carga eléctrica del electrón. Este malabarismo con cantidades infinitas todavía parece bastante sospechoso, pero funciona. Después de la renormalización, los resultados obtenidos son finitos y producen predicciones con una precisión asombrosa con respecto a los experimentos. QED se convirtió rápidamente en la teoría verificada con mayor precisión en la historia de la física.

En la década de los 50's, los físicos empezaron a buscar modelos igualmente exitosos basados en teorías de norma.

2.1.4. La búsqueda por simetrías

El objetivo principal de los físicos teóricos de partículas después del éxito de QED fue comprender los otros dos tipos de fuerzas que son menos familiares porque son de corto alcance, insignificantes en escalas más grandes que un núcleo atómico. Estas

son las **fuerzas nucleares fuertes y débiles**.

Los físicos siempre se preguntaron cuáles eran realmente las partículas más fundamentales y fue así como empezaron a buscar patrones con los que revelaron muchas similitudes y simetrías aproximadas.

Werner Heisenberg sugirió una simetría entre protones y neutrones. Él señaló que son muy similares, con las mismas interacciones fuertes, el mismo espín ($\frac{1}{2}$) y casi la misma masa, y sugirió que éstos podrían ser considerados como dos diferentes estados de una sola identidad, llamada el **nucleón**. También propuso una simetría que ahora se llama **isospín** [26], no porque tenga algo que ver con el espín real, sino por una analogía matemática con la simetría entre estados de un electrón giratorio. Claramente, esto no es una simetría exacta, debido a que los protones y neutrones son diferentes, sobre todo porque el protón tiene carga eléctrica mientras que el neutrón no. No obstante, lo anterior es una buena aproximación, por ejemplo para clasificar los niveles de energía de un núcleo atómico, debido a que a cortas distancias las interacciones fuertes son mucho más grandes que las electromagnéticas.

Más tarde, en 1961, se descubrió que muchas de las partículas recién descubiertas podían organizarse en patrones bidimensionales que sugieren una simetría más amplia pero aún más aproximada. Gell-Mann llamó a la simetría la *eight fold way*, debido a sus patrones característicos de octetos [16].

2.1.5. Teorías de norma

QED es el ejemplo más simple de una teoría de norma basada en una simetría abeliana $U(1)$. La primera teoría de norma más allá de QED fue propuesta en 1954 por Chen-Ning Yang y Robert Mills [35], e incorporó simetrías no abelianas. También hubo propuestas para una teoría de norma de interacciones débiles, la primera por Schwinger en 1956 [28]. Se descubrió que así como los procesos electromagnéticos proceden a través del intercambio de fotones, las interacciones débiles podrían verse como mediadas por partículas llamadas W^+ y W^- .

Para explicar el rango extremadamente corto de las interacciones débiles, se debe suponer que las partículas W son muy masivas, de hecho aproximadamente 100 veces más pesadas que un protón. Schwinger sugirió que también podrían ser los **bosones de norma** de una teoría de norma, y de hecho que podría haber una teoría unificada de interacciones débiles y electromagnéticas con el W^+ , W^- y el fotón apareciendo

simétricamente. Pero, por supuesto, esta simetría no puede ser exacta; debido a la gran diferencia en la masa, la simetría tuvo que romperse severamente.

En 1961, Sheldon Glashow propuso una teoría modificada [17]. Para resolver otro problema con el esquema de Schwinger con respecto a la simetría del espejo, agregó un cuarto bosón de norma, Z_0 , eléctricamente neutro como el fotón. Finalmente, el modelo electrodébil fue construido independientemente por Abdus Salam y Steven Weinberg [34] y se le conoce como el modelo Glashow-Salam-Weinberg y es la base del modelo estándar.

2.1.6. Leptones

Los leptones conocidos están listados en la tabla 2.1. La ecuación de Dirac para un fermión masivo cargado predice, correctamente, la existencia de una antipartícula de la misma masa y espín, pero de carga opuesta, y de opuesto momento magnético relativo a la dirección del espín. La ecuación de Dirac para un neutrino ν predice la existencia de un antineutrino $\bar{\nu}$.

	Masa (MeV/c ²)	Vida media (s)	Carga eléctrica
Electrón e^-	0.511	∞	$-e$
Neutrino electrónico ν_e	$<1.1 \times 10^{-6}$		0
Muón μ^-	105.658	2.197×10^{-6}	$-e$
Neutrino muónico ν_μ			0
Tau τ^-	1777	$(291.0 \pm 1.5) \times 10^{-15}$	$-e$
Neutrino tauónico ν_τ			0

Cuadro 2.1 Leptones y sus propiedades.

De los leptones que tienen carga, sólo el electrón e^- , con carga $-e$ y su antipartícula e^+ , son estables. El muón μ^- y el tau τ^- , así como sus antipartículas, μ^+ y τ^+ , difieren del electrón y positrón sólo en sus masas y en sus tiempos de vida finitos. Existe una buena evidencia experimental de que e , μ y τ tienen diferentes neutrinos ν_e , ν_μ y ν_τ asociados con ellos. Experimentalmente se ha encontrado que éstos pueden tener masas muy pequeñas, e incluso pueden oscilar entre sus diferentes tipos.

2.1.7. Quarks y sistemas de quarks

Los quarks conocidos están listados en la siguiente tabla. En el modelo estándar, los quarks son fermiones de espín $\frac{1}{2}$, pero sus cargas eléctricas son $2e/3$ y $-e/3$. Los

quarks llevan el número de quark, mientras que los antiquarks se cuentan negativamente. Nunca se ha observado que cambie el número neto de quark en un sistema aislado. Sin embargo, el número de diferentes tipos o sabores de quark no se conserva por separado: los cambios son posibles a través de la interacción débil.

Quark	Carga eléctrica (e)	Masa ($\times c^{-2}$)
Up u	2/3	1.5 - 4 MeV
Down d	-1/3	4 - 8 MeV
Charmed c	2/3	1.15 - 1.35 GeV
Strange s	-1/3	80 - 130 MeV
Top t	2/3	169 - 174 GeV
Bottom b	-1/3	4.1 - 4.4 GeV

Cuadro 2.2 Propiedades de quarks

Una dificultad con la investigación experimental de quarks es que nunca se ha observado un quark aislado. Los quarks siempre están confinados en sistemas compuestos que se extienden a distancias de aproximadamente 1 fm. Los sistemas de quark más elementales son los **bariones** que tienen tres quarks y los **mesones** que tienen dos quarks. En particular, el protón y el neutrón son bariones. Los mesones son esencialmente un quark y un antiquark, unidos transitoriamente por el campo fuerte de interacción. El término **hadrón** se usa genéricamente para un sistema de quarks, debido a que éstos sufren la interacción fuerte.

El protón básicamente contiene dos quarks *up* y un quark *down* (uud), mientras que el neutrón tiene dos quarks *down* y uno *up* (udd). El protón es el único barión estable. El neutrón es un poco más masivo que el protón y en el espacio libre decae a un protón a través de la interacción débil: $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$, con vida media de unos 15 minutos.

Todos los mesones son inestables. Los mesones más ligeros son los piones. Los piones eléctricamente cargados π^+ y π^- están hechos por pares de $(u\bar{d})$ y $(\bar{u}d)$, respectivamente, y el pión neutro π^0 es una combinación lineal de $u\bar{u}$ y $d\bar{d}$.

La evidencia de la existencia de quarks vino primero de la espectroscopía de nucleones. El protón y el neutrón tienen muchos estados excitados que aparecen como resonancias en la dispersión fotón-nucleón y en la dispersión pión-nucleón. Los estados de hadrones que contienen quarks ligeros se pueden clasificar utilizando el

concepto de isospin.

Además de los quarks u y d existe un llamado quark s extraño, y las partículas extrañas contienen uno o más quarks s . Un quark s puede combinarse con otros quarks para hacer bariones extraños y mesones extraños. Las cargas eléctricas muestran que el quark s , como el d , tiene carga $-e/3$. Los mesones extraños de menor masa son el doblete con $I = 1/2$, K ($\bar{s}u$, masa 494 MeV) y \bar{K}^0 o ($s\bar{d}$, masa 498 MeV). Sus antipartículas forman otro doblete, el K^+ ($u\bar{s}$) y K^0 ($d\bar{s}$).

El exceso de masa del quark s sobre los quarks u y d hace que el quark s en cualquier partícula extraña sea inestable, y finalmente se descomponga por la interacción débil.

Además de los quarks u , d y s hay quarks considerablemente más pesados: el quark charm c (masa ≈ 1.3 GeV/ c^2 , carga $2e/3$), el quark bottom b (masa ≈ 4.3 GeV/ c^2 , carga $e/3$) y el quark top t (masa ≈ 180 GeV/ c^2 , carga $2e/3$). Las masas de los quarks son más notables, siendo aún más jerárquicas que las masas de los leptones. La investigación experimental del esquivo quark top continúa, pero parece que tres quarks de cualquiera de los seis sabores conocidos pueden unirse para formar un sistema de estados de barión (o tres antiquarks para formar estados de antibarión), y cualquier par quark-antiquark puede unirse para formar estados mesónicos.

Los quarks c y b fueron descubiertos en máquinas de haz de colisión e^+e^- . Y la existencia del quark top t fue establecida en 1995 en colisiones $\bar{p}p$ en Fermilab [2].

2.1.8. Colores de los quarks y gluones

Cada uno de los quarks viene en tres *colores* diferentes, convencionalmente rojo, verde y azul, aunque por supuesto no tienen nada que ver con los colores reales. Todas las partículas conocidas son de color neutro.

Moo-Yuon Han y Yoichiro Nambu sugirieron que las interacciones fuertes podrían estar mediadas por un octeto de bosones de norma, llamados **gluones**, acoplados específicamente a los colores [27]. Esta idea forma la base de la cromodinámica cuántica (QCD).

2.1.9. El Higgs y más allá

QCD y la teoría de electrodébil juntos constituyen el modelo estándar de leptones, quarks y bosones de norma espín 1.

En 1964 se descubrió que la existencia del bosón de Higgs era consecuencia del mecanismo para dar masas a los bosones. Veinte años después, permaneció como la única pieza restante del rompecabezas de modelo estándar que no se había encontrado. Descubrirlo era uno de los objetivos principales del gran colisionador de hadrones (LHC) en el CERN.

El 4 de julio de 2012, los experimentos de ATLAS y CMS en el Gran Colisionador de Hadrones del CERN anunciaron que habían observado una nueva partícula en la región de masa alrededor de $125 \text{ GeV}/c^2$ [1]. Esta partícula es consistente con el bosón de Higgs, pero tomará más trabajo determinar si es el bosón de Higgs predicho por el Modelo Estándar. El bosón de Higgs, como se propone dentro del Modelo Estándar, es la manifestación más simple del mecanismo Brout-Englert-Higgs. Otras teorías predicen otros tipos de bosones de Higgs que van más allá del modelo estándar.

El 8 de octubre de 2013, el Premio Nobel de física fue otorgado conjuntamente a François Englert y Peter Higgs *por el descubrimiento teórico de un mecanismo que contribuye a nuestra comprensión del origen de la masa de partículas subatómicas, y que recientemente se confirmó mediante el descubrimiento de partícula fundamental predicha, por los experimentos ATLAS y CMS en el Gran Colisionador de Hadrones del CERN.*

2.1.10. Simetría CPT

La máxima simetría de la materia y la antimateria se manifiesta por la invariancia CPT, que hace posible tratar las antipartículas libres como partículas que se mueven hacia atrás en el espacio y el tiempo. Esta es una de las simetrías más importantes de la naturaleza: las leyes físicas no cambian cuando la carga C, espacio P y el tiempo T se invierten simultáneamente:

- Conjugación de carga (es decir, cambio de partículas en antipartículas), $C\psi(r, t) = \bar{\psi}(r, t)$.
- Cambio de paridad (es decir, reflejo del espejo), $P\psi(r, t) = \psi(-r, t)$.

- Inversión de tiempo, $T\psi(r, t) = \psi(r, -t)K$, donde K denota conjugación compleja.

La inversión de tiempo es una operación anti-unitaria debido al factor de fase que conecta el tiempo y la energía en la función de estado. Como resultado, CPT también es anti-unitario, conjuga la fase del sistema sin cambiar las propiedades medibles. El uso de la aniquilación de positrones por invariancia CPT puede describirse como si un electrón llegara, irradiara dos o tres fotones y se dejara atrás en el espacio y el tiempo.

Esta simetría establece dos consecuencias muy importantes:

- Debe existir una antipartícula para toda partícula en la naturaleza.
- Los valores de la masa y de la vida media para cualquier partícula deben ser idénticos a los valores de masa y vida media para la correspondiente antipartícula.

La invariancia de CPT está respaldada por toda la evidencia teórica y experimental conocida. Su papel es tan fundamental en la teoría del campo cuántico que es casi imposible probarlo experimentalmente: en el caso de observar una pequeña desviación, uno debe sospechar la violación de una ley de conservación en lugar de una violación de CPT. Renunciar a la invariancia CPT trae consecuencias nefastas: se puede perder la causalidad, la unitaridad o la invariancia de Lorentz. Sin embargo, parece estar gravemente violado: de acuerdo con la teoría de la cosmología del Big Bang generalmente aceptada, al final del período de radiación, las partículas y antipartículas deberían haberse producido exactamente en las mismas cantidades, pero no podemos ver galaxias antimateria en ninguna parte. Esto requiere probar la invariancia CPT experimentalmente. Hasta la fecha, la prueba más precisa es la diferencia de masa entre el kaón neutro y el anti-kaón medido mediante la oscilación de kaón: la diferencia relativa es inferior a 10^{-18} .

2.1.11. Problemas de antimateria

En 1928, Paul M. Dirac intentó producir una ecuación lineal para el átomo de hidrógeno y obtuvo dos soluciones para el electrón: una ordinaria y otra con carga positiva y masa negativa. Dirac asumió por primera vez lo último no físico, pero tres años después, Carl Anderson observó electrones cargados positivamente, positrones en rayos cósmicos [4] (a ambos se les otorgó el Premio Nobel).

Además de la misteriosa falta de antimateria en nuestro universo, hay algunas otras preguntas para las antipartículas. ¿Es realmente cierto que las partículas y sus antipartículas tienen exactamente las mismas propiedades excepto por el signo de sus cargas? ¿Podría haber una pequeña diferencia entre partículas y antipartículas para causar la falta de galaxias antimateria? ¿Hay partículas que son sus propias antipartículas (llamadas partículas de Majorana)? En principio, los neutrinos pueden ser partículas de Majorana, aunque no hay signos de esto en el experimento. ¿Podría la materia oscura del Universo consistir en tales partículas?

Los problemas anteriores pueden indicar una posible violación de CPT, por lo que estamos obligados, a pesar de nuestra creencia en su validez, a probar la invariancia de CPT. La forma más fácil es comparar las propiedades de partículas y antipartículas. Además de la diferencia de masa kaón-anti-kaón, se pueden comparar las propiedades espectroscópicas de los átomos y los anti-átomos.

2.1.12. Reglas de conservación

Para terminar esta sección, veremos algunas propiedades físicas que se mantienen en las reacciones. Éstos son algunos ejemplos de simetrías globales del modelo estándar:

- **Número leptónico.** El número de leptones en una reacción se conserva, pero siempre de acuerdo al tipo de leptón. Como ya se mencionó anteriormente, existen los siguientes leptones e , μ^- , τ^- , junto con sus neutrinos, y sus respectivas antipartículas. En las reacciones se conserva entonces el número leptónico electrónico (l_e), el número leptónico μ -ónico (l_μ) y el número leptónico τ -ónico (l_τ). En la tabla 2.3 se muestran los valores del número electrónico, muónico y tauónico representados por l_{e^-} , l_{μ^-} y l_{τ^-} , respectivamente, para cada leptón.

Partícula	l_{e^-}	l_{μ^-}	l_{τ^-}
e^-	1	0	0
e^+	-1	0	0
ν_e	1	0	0
$\bar{\nu}_e$	-1	0	0
μ^-	0	1	0
μ^+	0	-1	0
ν_μ	0	1	0
$\bar{\nu}_\mu$	0	-1	0
τ^-	0	0	1
τ^+	0	0	-1
ν_τ	0	0	1
$\bar{\nu}_\tau$	0	0	-1

Cuadro 2.3 Número leptónico electrónico, muónico y tauónico para cada leptón.

El fotón γ tiene número leptónico 0.

- Número bariónico.** El número bariónico, o número atómico, es cualidad de las partículas de espín semientero que sufren la fuerza fuerte. Los leptones tienen número bariónico cero, así como el fotón. Las partículas con número bariónico diferente de cero son: p , n , Λ^0 , Σ , Ξ con número bariónico $B = 1$ y sus antipartículas tienen número bariónico $B = -1$. Las partículas π , K , γ y leptones tienen $B = 0$.
- Extrañeza.** La reacción $\pi^- + p \rightarrow K^+ + \Sigma^-$ se ha observado, pero la reacción $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \Sigma^+$ nunca se ha observado. La pregunta es ¿por qué?, si debería ser más fácil producir un π que un K . Vemos que las partículas extrañas se producen en pares, así que la cualidad de extrañeza debería conservarse también.

Se ha observado que las reacciones fuertes conservan extrañeza, pero las partículas con extrañeza también pueden decaer vía interacciones débiles. Por ejemplo, las siguientes reacciones violan conservación de extrañeza:

$$K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \quad K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0.$$

Los valores para la extrañeza de algunas partículas son:

$$K^+ = 1, K^0 = 1, \Lambda = -1, \Sigma = -1, \Xi = -2.$$

La extrañeza S de K^+ fue asignada arbitrariamente y las demás fueron encontradas por comparación. A continuación, analizaremos a detalle las partículas extrañas y más adelante estudiaremos cómo medir la cantidad de extrañeza que tienen las partículas.

2.2. Partículas Extrañas

En esta sección analizaremos las propiedades de las partículas extrañas y su propiedad de extrañeza.

Para inicios de los años 50's, las investigaciones en rayos cósmicos y en los primeros aceleradores de partículas evidenciaron la existencia de unas partículas con características extrañas:

- Se producían siempre en pares.
- Aunque se producían en reacciones que contenían p 's y n 's, algunas de ellas cuando decaían no tenían un p o un n como resultado final.
- Todas las partículas eran inestables.
- Todas estas partículas extrañas (strange particles) eran creadas en interacciones fuertes, pero a veces decaían por medio de la fuerza débil.

Algunas de estas partículas extrañas (observadas todas en esa época) son: kaones, lambdas, sigmas y cascadas.

2.2.1. Extrañeza

Extrañeza es el nombre dado al quinto número cuántico. Fue postulado (descubierto) en 1953 por M. Gell-Mann, T. Nakano y K. Nishijima, cada uno trabajando de forma independiente. Al año siguiente se demostró claramente experimentalmente. Es una propiedad de las partículas subatómicas, y solo se aplica a las conocidas como hadrones, que incluyen protones, neutrones, piones, kaones y partículas lambda, omega y rho, entre otras. El símbolo de extrañeza es S .

La extrañeza de una partícula es la suma de la extrañeza de sus quarks componentes. De los seis sabores de los quarks, solo el quark *strange* tiene una extrañeza distinta de cero. La extrañeza de los nucleones es cero, porque solo contienen quarks *up* y *down* y no hay quarks *strange*.

Como ya lo mencionamos con anterioridad, para medir la cantidad de extrañeza los físicos inicialmente asignaron el valor S_{K^+} y después asignaron los valores de extrañeza para las otras partículas extrañas por comparación. Por ejemplo, en una reacción en la que un pión cargado negativamente interactúa con un protón, se forman un K neutro y una partícula Λ neutra. Dado que los números extraños del pión y el protón son ambos cero, si el kaón tiene una extrañeza de $+1$, sabremos que la extrañeza de la partícula Λ es -1 .

La extrañeza constituye un valor dado para cada partícula, al igual que la carga Q y la masa atómica A (o número bariónico B), y como otros números cuánticos que veremos posteriormente, tales como: espín (J), isoespín (I), paridad (P), hipercarga (Y), G-paridad; todas estas cantidades se conservan en las reacciones fuertes. La cantidad S está relacionada con las cantidades A , Q y Y de la siguiente manera:

- El número atómico A designa el número de masa atómica, $A_U^{235} = 235$ entre p 's y n 's. Así que $A_p = 1$, $A_n = 1$. Las partículas con $A = -1$ son antibariones, y $A = 0$ para mesones, leptones y para el fotón.
- El isoespín I denota la variedad (del multiplete) de partículas con propiedades similares, y su descripción es análoga al del espín J (de ahí su nombre, aunque no tiene ninguna relación con \hbar o momento angular) se introdujo inicialmente para indicar el hecho de que el nucleón tiene dos estados de carga: uno de carga positiva (p) y otro de carga neutra (n). Así, podemos decir que el nucleón tiene isoespín $I = \frac{1}{2}$, y ambos estados se comportan de la misma manera ante interacciones fuertes.

Como la interacción E-M no conserva isoespín, el p y el n tienen masas diferentes.

- A un conjunto de partículas relacionadas por isoespín las llamaremos un **multiplete de carga**. El Σ es parte de un triplete (Σ^+ , Σ^- , Σ^0). El kaón es parte de un doblete (K^+ , K^0).

La multiplicidad M para I dado es: $M = 2I + 1$.

- La **hipercarga** Y está relacionada con la carga media del multiplete \bar{Q} y con la extrañeza S , de la siguiente manera: \bar{Q} es la carga media del multiplete; así $\bar{Q} = \frac{1}{2}$ para el nucleón, $\bar{Q} = 0$ para el pión, $\bar{Q} = \frac{1}{2}$ para el kaón. La hipercarga Y es el doble de la carga media: $Y = 2\bar{Q}$, $Y = 1$ para el nucleón, $Y = 0$ para el pión, $Y = 1$ para el kaón. La extrañeza es $S = Y - A$, la hipercarga menos el número atómico. $S = 1 - 1 = 0$ para nucleones, $S = 0 - 0 = 0$ para piones y $S = 1 - 0 = 1$ para kaones.

La hipercarga (Y) se define como la suma del número bariónico y la extrañeza. Debido a que ambas cantidades se conservan bajo la influencia de las fuerzas fuertes y electromagnéticas, la hipercarga, por lo tanto, también debe conservarse.

Por último, se encuentra que la extrañeza se conserva en todos los procesos mediados por las interacciones fuertes y electromagnética. Un ejemplo es la colisión protón-protón de alta energía (los protones tienen $S = 0$), lo que crea un kaón ($S = 1$), un hiperón lambda ($S = -1$), un protón ($S = 0$) y un pión con carga positiva ($S = 0$). Por otro lado, la extrañeza puede cambiar en un evento gobernado por la interacción débil. Sin embargo, la violación de esta extrañeza solo puede ser ± 1 . Por lo tanto, una partícula como un hiperón cargado negativamente ($S = -2$) no puede descomponerse directamente en otra partícula con una extrañeza diferente en 2 o más, como un neutrón ($S = 0$). Tal descomposición debe proceder a través de dos pasos: el hiperón con carga negativa ($S = -2$) se desintegra en un hiperón Λ ($S = -1$) y un pión con carga negativa ($S = 0$). El hiperón Λ se descompone en un neutrón ($S = 0$) y un pión neutro ($S = 0$).

2.2.2. Partículas Λ

En 1950, durante un estudio de interacciones de rayos cósmicos, se descubrió que el producto de una colisión de un protón con un núcleo vivía durante mucho más tiempo de lo esperado: 10^{-10} segundos en lugar de 10^{-23} segundos. Esta partícula fue descubierta por V. D. Hopper and S. Biswas de la universidad de Melbourne y fue nombrada como **Lambda** (Λ^0) [19]. A la propiedad que la hizo vivir tanto tiempo se denominó **extrañeza** y ese nombre se mantuvo como el nombre de uno de los quarks a partir del cual se construye la partícula lambda. En otros estudios posteriores se descubrió la existencia de la $\bar{\Lambda}^0$.

La partícula Λ es un barión con espín $1/2$, isoespín 0 , extrañeza $S = -1$, paridad positiva y se compone de tres quarks: un quark *up*, un *down* y un quark *strange*, o *uds*. Su decaimiento más probable es

$$\Lambda^0 \rightarrow p^+ \pi^- \quad (2.1)$$

con un 63.9% de probabilidad; su otro decaimiento importante es $\Lambda^0 \rightarrow n \pi^0$ con 35.8% de probabilidad, según el Particle Data Group (PDG) [24], y presenta otros decaimientos electromagnéticos y débiles de menor importancia. Por otro lado, la partícula $\bar{\Lambda}$ presenta extrañeza $S = 1$, espín $1/2$, isoespín 0 , una constitución en quarks $\bar{u}\bar{d}\bar{s}$ y su principal decaimiento es

$$\bar{\Lambda}^0 \rightarrow p^- \pi^+. \quad (2.2)$$

Debido a que la partícula y la antipartícula tienen números cuánticos opuestos, éstas deberían comportarse como una imagen espejo entre sí.

Se esperaba una vida útil más corta de 10^{-23} segundos porque la lambda como barión participa en la interacción fuerte, y eso generalmente conduce a vidas muy cortas. La larga vida observada ayudó a desarrollar una nueva ley de conservación para tales descomposiciones llamada **conservación de extrañeza**, anteriormente descrita. El proceso de descomposición de la partícula Λ debe violar esa regla, ya que no hay partículas más ligeras que contengan un quark extraño, por lo que el quark extraño debe transformarse en otro quark en el proceso. Eso solo puede ocurrir por la interacción débil, y eso lleva a una vida útil mucho más larga. Los modos de decaimiento más probables de la Λ^0 muestran que la extrañeza no se conserva, ya que la extrañeza S del protón, pión y neutrón es 0 .

Otro barión conocido como Λ_c^+ contiene un quark de tipo charm. Tiene una composición *udc* y una masa de $2281 \text{ MeV}/c^2$.

2.2.3. Kaones

El estudio de los kaones siempre ha sido una fuente importante para la investigación del sector de los sabores de interacciones fundamentales y para la comprensión de las simetrías de la naturaleza, abordando preguntas relacionadas con la asimetría de materia. Los cuatro tipos de kaones [23] son:

- El kaón cargado negativamente K^- (que contiene un quark strange y un anti-quark up) tiene una masa de $493.667 \pm 0.012 \text{ MeV}$ y una vida media de $(1.2384$

$\pm 0.0024) \times 10^{-8}$ segundos.

- Su antipartícula, el kaón cargado positivamente K^+ (formado por un quark *up* y un antiquark *strange*), debe (debido a la invariancia CPT) tener una masa y vida media idéntica a la del K^- . Su masa difiere en 0.032 ± 0.090 MeV/c², la cual es consistente con cero. Su diferencia en vida media es de $(0.11 \pm 0.09) \times 10^{-8}$ s.
- El K^0 (consiste en un quark *down* y un antiquark *strange*), con una masa de 497.648 ± 0.022 MeV.
- Su antipartícula (que contiene un quark *strange* y un antiquark *down*) con la misma masa.

Un K^0 está hecho de un quark *strange* y un quark anti-*down*, $s\bar{d}$, combinados con espín opuesto para dar como resultado una **partícula pseudoescalar**. Su antipartícula, el \bar{K}^0 , está compuesta de $d\bar{s}$. De cualquier forma, ni K^0 o \bar{K}^0 existen en su estado puro en la naturaleza, debido a que no son eigenestados del CP. En lugar de eso, las partículas que aparecen en la naturaleza son combinaciones de K^0 y \bar{K}^0 : el K_S^0 , con composición $\frac{1}{2}(s\bar{d} + d\bar{s})$, lo cual es CP par, y el K_L^0 , con composición $\frac{1}{2}(s\bar{d} - d\bar{s})$, el cual es CP impar. Estos estados compuestos están etiquetados con los subíndices S y L debido a sus diferentes vida media. Los K_S^0 decaen predominantemente en dos piones relativamente rápido, mientras que K_L^0 decae mayoritariamente en tres piones más lento que el K_S^0 .

Desde el descubrimiento de la violación de CP en 1964 en $K^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ [12] los kaones siguen siendo un observatorio privilegiado para los fenómenos de la física del sabor donde todas las características de la física del sabor están presentes: los kaones son un sistema bastante simple de los mesones más ligeros que contienen un sabor de quark de una generación más allá del primero, tienen vidas bastante largas y se producen en gran cantidad. En la era de la frontera de alta energía, el sector del sabor puede explorar la escala de alta energía explotando la frontera de precisión, complementaria a la de alta energía. Además, los procesos que se suprimen en el Modelo Estándar (SM) son muy sensibles a la Nueva Física (NP), por lo tanto, el estudio de las desintegraciones raras del kaón puede proporcionar una visión más profunda de la física fundamental.

2.2.4. Producción de Lambdas y Kaones

El kaón K^0 es el mesón neutro más ligero con un quark strange, mientras que la lambda Λ es el barión neutro extraño más ligero. Debido a que estas dos partículas contienen quarks strange, éstas son más pesadas que aquellas que tiene sólo quarks up y down. De acuerdo al PDG, el K^0 tiene una masa de alrededor de $0.4977 \text{ GeV}/c^2$, mientras que la masa de Λ es $1.1556 \text{ GeV}/c^2$. Respectivamente, estas masas son aproximadamente 350 MeV más grandes que la masa del pión y 180 MeV más grandes que la masa del protón. Dado que la *hadronización* ocurre en escalas pequeñas de energía, la diferencia de masas entre los quarks *strange*, *up* y *down*, o los hadrones *strange* y no *strange*, se vuelve importante. Las partículas K^0 y Λ deben mostrar efectos de la escala energética de los modelos de hadronización. Además, K^0 y Λ pueden ser encontradas en un amplio rango de momento, lo cual permite un vistazo a todo el espectro de la producción de hadrones.

2.3. Cinemática Relativista

2.3.1. Transformaciones de Lorentz

El cuadrimomento de una partícula de masa m está dado por su energía y momento lineal $p = (E, \mathbf{p})$, con cuadrado $p^2 \equiv E^2 - \mathbf{p}^2 = m^2$.

Denotemos con \mathbf{x} al vector posición de componentes espaciales en el sistema de coordenadas original, y con \mathbf{x}' al vector posición transformado, es decir, el vector posición en un sistema que se mueve respecto al primero con una velocidad $\boldsymbol{\beta}$. Los vectores posición podemos definirlos como en las ecuaciones de (2.3), en donde hemos descompuesto los vectores en sus componentes paralelas y perpendiculares a la dirección de $\boldsymbol{\beta}$:

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{x} &= \mathbf{x}_{\parallel} + \mathbf{x}_{\perp} \\ \mathbf{x}' &= \mathbf{x}'_{\parallel} + \mathbf{x}'_{\perp} \end{aligned} \right\}. \quad (2.3)$$

La componente perpendicular a la dirección de $\boldsymbol{\beta}$ no cambia después de la transformación, es decir,

$$\mathbf{x}_{\perp} = \mathbf{x}'_{\perp}. \quad (2.4)$$

La transformación de Lorentz para la coordenada que va en la dirección de $\boldsymbol{\beta}$ está dada por la siguiente expresión:

$$\mathbf{x}'_{\parallel} = \gamma (\mathbf{x}_{\parallel} - \boldsymbol{\beta} x_0), \quad (2.5)$$

donde x_0 es la componente temporal en el espacio no primado. Podemos ahora definir la componente paralela del vector posición de la siguiente forma:

$$\mathbf{x}_{\parallel} = (\hat{\boldsymbol{\beta}} \cdot \mathbf{x})\hat{\boldsymbol{\beta}} = \frac{(\boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{x})\boldsymbol{\beta}}{\beta^2}, \quad (2.6)$$

de donde se sigue que

$$\begin{aligned} \mathbf{x}' &= \mathbf{x}'_{\parallel} + \mathbf{x}'_{\perp} = \gamma (\mathbf{x}_{\parallel} - \boldsymbol{\beta}x_0) + \mathbf{x}_{\perp} \\ \mathbf{x}' &= \gamma (\mathbf{x}_{\parallel} - \boldsymbol{\beta}x_0) + (\mathbf{x} - \mathbf{x}_{\parallel}) \\ \mathbf{x}' &= \mathbf{x} + (\gamma - 1)\mathbf{x}_{\parallel} - \gamma\boldsymbol{\beta}x_0 \\ \mathbf{x}' &= \mathbf{x} + (\gamma - 1)\frac{(\boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{x})\boldsymbol{\beta}}{\beta^2} - \gamma\boldsymbol{\beta}x_0, \end{aligned} \quad (2.7)$$

con γ y β relacionadas de la siguiente manera:

$$\beta^2 = 1 - \frac{1}{\gamma^2}. \quad (2.8)$$

De esta forma, la componente temporal y espacial se transforman como

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{x}' &= \mathbf{x} + \frac{\gamma^2}{\gamma+1}(\boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{x})\boldsymbol{\beta} - \gamma\boldsymbol{\beta}x_0 \\ x'_0 &= \gamma(x_0 - \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{x}) \end{aligned} \right\}. \quad (2.9)$$

Proseguiremos a encontrar las transformaciones de Lorentz para las velocidades, la energía y los momentos. Denotamos ahora al vector posición \mathbf{r}' y a la componente temporal con t' y cuyas transformaciones de Lorentz están dadas por las expresiones siguientes

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{r} &= \mathbf{r}' + \frac{\gamma-1}{\mathbf{v}^2}(\mathbf{r}' \cdot \mathbf{v})\mathbf{v} - \gamma\mathbf{v}t' \\ t &= \gamma t' - \frac{\gamma}{c^2}(\mathbf{r}' \cdot \mathbf{v}) \end{aligned} \right\}. \quad (2.10)$$

Calculemos ahora las cantidades $\frac{d\mathbf{r}'}{dt}$ y $\frac{dt'}{dt}$:

$$\frac{d\mathbf{r}}{dt} = \frac{d\mathbf{r}'}{dt} + \frac{\gamma-1}{\mathbf{v}^2} \left(\frac{d\mathbf{r}'}{dt} \cdot \mathbf{v} \right) \mathbf{v} + \gamma\mathbf{v}, \quad (2.11)$$

$$\frac{dt'}{dt} = \gamma - \frac{\gamma}{c^2} \left(\frac{d\mathbf{r}'}{dt} \cdot \vec{v} \right). \quad (2.12)$$

Definimos ahora con \mathbf{u}' a la nueva velocidad una vez que hemos realizado una trans-

formación de Lorentz sobre la velocidad \mathbf{u} del sistema en reposo, y está definida de la siguiente manera:

$$\mathbf{u}' = \frac{d\mathbf{r}'}{dt'} = \frac{d\mathbf{r}'}{dt} \frac{dt}{dt'} = \left(\frac{d\mathbf{r}'}{dt} \right) \left(\frac{dt}{dt'} \right)^{-1} \quad (2.13)$$

$$\mathbf{u}' = \frac{\frac{d\mathbf{r}}{dt} + \frac{\gamma-1}{\mathbf{v}^2} \left(\frac{d\mathbf{r}}{dt} \cdot \mathbf{v} \right) \mathbf{v} + \gamma \mathbf{v}}{\gamma - \frac{\gamma}{c^2} \left(\frac{d\mathbf{r}}{dt} \cdot \mathbf{v} \right)},$$

donde $\frac{d\mathbf{r}}{dt}$ representa la velocidad no transformada \mathbf{u} , entonces

$$\mathbf{u}' = \frac{\mathbf{u}\sqrt{1-\beta^2} + \left(1 - \sqrt{1-\beta^2}\right)(\mathbf{u} \cdot \mathbf{v})\mathbf{v} + \mathbf{v}}{1 - (\mathbf{u} \cdot \mathbf{v})/c^2}. \quad (2.14)$$

Ahora, a partir de los resultados anteriores, obtendremos las transformaciones de Lorentz para la energía y los momentos. El cálculo de la transformación de los momentos se obtiene directamente de la relación para \mathbf{u}' multiplicada por $m' = m$, de tal forma que

$$\mathbf{p}' = m\mathbf{u}' = \frac{m\mathbf{u}\sqrt{1-\beta^2} + m(1 - \sqrt{1-\beta^2})(\mathbf{u} \cdot \mathbf{v})\mathbf{v} + m\mathbf{v}}{1 - (\mathbf{u} \cdot \mathbf{v})/c^2}. \quad (2.15)$$

Para encontrar la transformación de Lorentz de la energía utilizaremos:

$$E'^2 = m'^2 c^4 + p'^2 c^2 = m^2 c^4 + p'^2 c^2, \quad (2.16)$$

donde p'^2 está dado por la expresión

$$\begin{aligned} p'^2 &= \mathbf{p}' \cdot \mathbf{p}' \\ p^2 &= m^2 (\mathbf{u}' \cdot \mathbf{u}') = m^2 u'^2. \end{aligned} \quad (2.17)$$

Así,

$$E'^2 = m^2 c^4 + c^2 m^2 (\mathbf{u}' \cdot \mathbf{u}'). \quad (2.18)$$

2.3.2. Decaimiento a dos cuerpos

Cuando una partícula pesada con masa M decae en dos cuerpos, la conservación de la energía y el momento determina el valor absoluto del momento del centro de masa de las dos partículas hijas. Para esto, Consideremos al sistema de masa M que

decae en los dos objetos siguientes: m_1 y m_2 , tal y como se muestra en la figura 2.1.

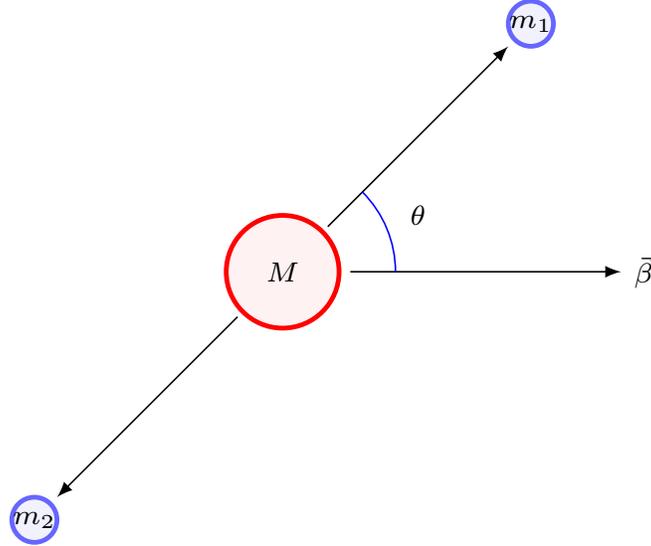


Figura 2.1 Decaimiento de una partícula pesada en dos cuerpos en el sistema en reposo de la partícula madre.

En el sistema del centro de masa, la madre se encuentra en reposo y las partículas hijas son las que están en movimiento, por tanto el momento de la partícula madre está dado por:

$$p = (M, \mathbf{p}_M) = (M, 0, 0, 0) \quad (2.19)$$

y podemos escribir toda la cinemática de este decaimiento en la forma invariante de Lorentz, entonces

$$p^\mu p_\mu = M^2 = E_M^2 - |\mathbf{p}_M|^2, \quad (2.20)$$

lo que implica que

$$M^2 = E_M^2. \quad (2.21)$$

Durante este decaimiento se conservan tanto la energía como el momento totales:

$$\begin{aligned} E_M &= E_1 + E_2 \\ \mathbf{p}_M &= \mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2, \end{aligned} \quad (2.22)$$

donde \mathbf{p}_1 y \mathbf{p}_2 son los momentos de las partículas hijas. Dado que $E_M = M$ y $\mathbf{p}_M = 0$

en el sistema del centro de masa, las condiciones de conservación quedan como sigue

$$\begin{aligned} M &= E_1 + E_2 \\ \mathbf{p}_1 = -\mathbf{p}_2 &\Rightarrow |\mathbf{p}_1| = |\mathbf{p}_2| = p_{cm}. \end{aligned} \quad (2.23)$$

El cuadrado de las energías respectivas para m_1 y m_2 están dadas en la forma invariante de Lorentz de la siguiente forma

$$\left. \begin{aligned} E_1^2 &= m_1^2 + |\mathbf{p}_1|^2 = m_1^2 + p_{cm}^2 \\ E_2^2 &= m_2^2 + |\mathbf{p}_2|^2 = m_2^2 + p_{cm}^2 \end{aligned} \right\}. \quad (2.24)$$

Despejando p_{cm} de la expresión para E_2 y sustituyéndolo en E_1 se tiene

$$E_1^2 = m_1^2 + (E_2^2 - m_2^2) \quad (2.25)$$

y, dado que $E_2 = M - E_1$, entonces

$$E_2^2 = M^2 - 2ME_1 + E_1^2. \quad (2.26)$$

Trabajando con las dos expresiones anteriores y renombrando $E_1 = E_1^{cm}$ y $E_2 = E_2^{cm}$, debido a que E_1 y E_2 son las energías para las partículas 1 y 2 en el sistema del centro de masa, finalmente llegamos a

$$E_1^{cm} = \frac{m_1^2 - m_2^2 + M^2}{2M} \quad (2.27)$$

$$E_2^{cm} = \frac{m_2^2 - m_1^2 + M^2}{2M}. \quad (2.28)$$

Conseguir una expresión para el valor absoluto del momento de las partículas hijas p_{cm} es muy simple ahora que tenemos una expresión para la energías E_1 y E_2 . Utilizando el resultado de E_1 en la expresión para el cuadrado de la energía de m_1 se obtiene

$$p_{cm} = \frac{1}{2M} [(M^2 - (m_1 + m_2)^2)(M^2 - (m_1 - m_2)^2)]^{\frac{1}{2}}. \quad (2.29)$$

2.3.3. Gráfica de Armenteros-Podolansky

En la anterior sección encontramos las ecuaciones para el momento y energía en un sistema donde una partícula pesada con masa M decae en dos cuerpos. En esta sección utilizaremos las transformaciones de Lorentz para obtener el momento medido en el laboratorio de las dos partículas hijas como una función del ángulo de

decaimiento θ y utilizaremos este resultado para obtener la gráfica de **Armenteros-Podolansky**, la cual sirve como un modo de identificación de partículas utilizando cinemática relativista de un decaimiento a dos cuerpos.

Basándonos en la figura 2.1, los momentos longitudinal y transversal de las partículas hijas (en el sistema del centro de masa) están dados por:

$$p_L^{cm} = \pm p_{cm} \cos \theta \quad (2.30)$$

y

$$p_T^{cm} = p_{cm} \sin \theta, \quad (2.31)$$

respectivamente, donde θ es el ángulo de decaimiento.

Así, utilizando las transformaciones de Lorentz en la dirección en la que la partícula madre se mueve, el momento longitudinal y transversal medidos en el laboratorio estarán dados por

$$p_L = \gamma p_L^{cm} + \gamma \beta E^{cm} \quad (2.32)$$

y

$$p_T = p_T^{cm}, \quad (2.33)$$

donde sólo se transforma el momento longitudinal de las partículas debido a que la partícula madre se mueve en dirección β .

Luego, considerando la asimetría del momento longitudinal:

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{p_L^{(1)} - p_L^{(2)}}{p_L^{(1)} + p_L^{(2)}} = \frac{(p_{cm} \cos \theta + \beta E_1^{cm}) - (-p_{cm} \cos \theta + \beta E_2^{cm})}{(p_{cm} \cos \theta + \beta E_1^{cm}) + (-p_{cm} \cos \theta + \beta E_2^{cm})} \\ &= \frac{2p_{cm} \cos \theta + \beta(E_1^{cm} - E_2^{cm})}{\beta(E_1^{cm} + E_2^{cm})} = \frac{2p_{cm}}{\beta M} \cos \theta + \frac{E_1^{cm} - E_2^{cm}}{M} \quad (2.34) \\ &= \frac{2p_{cm}}{\beta M} \cos \theta + \frac{m_1^2 - m_2^2}{M^2}, \end{aligned}$$

lo cual se puede resumir como

$$\alpha = \alpha_0 + \frac{r_\alpha}{\beta} \cos \theta \quad (2.35)$$

con

$$\alpha_0 = \frac{m_1^2 - m_2^2}{M^2} \quad (2.36)$$

y

$$r_\alpha = \frac{2p_{cm}}{\beta M}. \quad (2.37)$$

Considerando el límite relativista donde $\beta \rightarrow 1$, la asimetría del momento longitudinal de las partículas hijas está limitado por

$$\alpha_0 - r_\alpha < \alpha < \alpha_0 + r_\alpha. \quad (2.38)$$

Y se sugiere graficar p_T contra α , donde sabemos que

$$\frac{\alpha - \alpha_0}{r_\alpha} = \cos \theta \quad (2.39)$$

y

$$\frac{p_T}{p_{cm}} = \sin \theta, \quad (2.40)$$

por lo tanto

$$\cos^2 \theta + \sin^2 \theta = \frac{(\alpha - \alpha_0)^2}{r_\alpha^2} + \frac{p_T^2}{p_{cm}^2} = 1, \quad (2.41)$$

que es lo que define a una elipse en el plano (α, p_T) para partículas que decaen en dos cuerpos, la cual es conocida como la **gráfica de Armenteros-Podolansky**.

Por último, de esta última expresión, sabemos que el centro de la elipse se encuentra en

$$(\alpha_0, 0) = \left(\frac{m_1^2 - m_2^2}{M^2}, 0 \right) \quad (2.42)$$

y sus ejes mayor y menor son

$$(r_\alpha, r_{p_T}) = \left(\frac{2p_{cm}}{M}, p_{cm} \right). \quad (2.43)$$

2.3.4. Ejemplos de decaimientos de partículas neutras

A continuación, obtendremos los valores representativos la elipse de Armenteros-Podolanski para los siguientes decaimientos:

- $\mathbf{K}_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$. Calcularemos el momento longitudinal y transversal de las par-

tículas hijas que se mide en el sistema del laboratorio considerando tres casos donde la partícula madre tiene un momento de 75 GeV en el sistema del laboratorio:

- La partícula hija positiva sale en la misma dirección que la madre y la negativa en dirección contraria.
- Las partículas hijas salen con un ángulo de decaimiento $\theta = 90^\circ$.
- La partícula hija negativa sale en la misma dirección que la madre y la negativa en dirección contraria.

Antes de obtener los momentos longitudinal y transversal, utilizaremos los siguientes valores para calcular p_{cm} , E_1^{cm} y E_2^{cm} :

$$\begin{aligned} M &= 0.498 \text{ GeV} \\ m_{1,2} &= 0.140 \text{ GeV}, \end{aligned} \tag{2.44}$$

donde M es la masa del kaón.

Así, utilizando la expresión (2.29), encontramos que

$$p_{cm} = 0.206 \text{ GeV}, \tag{2.45}$$

y la energía correspondiente a cada partícula hija es

$$\begin{aligned} E_1 &= \sqrt{m_1^2 + p_{cm}^2} = 0.249 \text{ GeV} \\ E_2 &= \sqrt{m_2^2 + p_{cm}^2} = 0.249 \text{ GeV}, \end{aligned} \tag{2.46}$$

las cuales son iguales debido a que la masa de las partículas hijas es la misma, sólo difieren en la carga.

Ahora, considerando que la madre tiene un momento de 75 GeV en el sistema del laboratorio y que su masa es muy pequeña en comparación a este momento, podemos aproximar su energía a este momento, es decir, $p \approx E$ y, como estamos en el límite relativista, $\beta \rightarrow 1$. También, dado que $\gamma = E/M$, sustituyendo estos valores de energía y masa obtenemos que $\gamma = 150$.

Para el primer caso, donde la partícula positiva sale en dirección de la madre y la negativa en dirección contraria, tenemos lo siguiente

$$\begin{aligned}
 p_L^{cm(1)} &= p_{cm} \cos \theta = p_{cm} \cos 0^\circ = 0.206 \text{ GeV} \\
 p_T^{cm(1)} &= p_{cm} \sin \theta = p_{cm} \sin 0^\circ = 0 \\
 p_L^{cm(2)} &= -p_{cm} \cos \theta = -p_{cm} \cos 0^\circ = -0.206 \text{ GeV} \\
 p_T^{cm(2)} &= p_{cm} \sin \theta = p_{cm} \sin 0^\circ = 0
 \end{aligned} \tag{2.47}$$

Por lo tanto, el momento longitudinal y transversal para cada partícula en el sistema del laboratorio es igual a

$$\begin{aligned}
 p_L^{(1)} &= \gamma p_L^{cm(1)} + \gamma \beta E_1^{cm} = 150(0.206 \text{ GeV}) + 150(1)(0.249 \text{ GeV}) = 68.3 \text{ GeV} \\
 p_T^{(1)} &= p_T^{cm(1)} = 0 \\
 p_L^{(2)} &= \gamma p_L^{cm(2)} + \gamma \beta E_2^{cm} = -150(0.206 \text{ GeV}) + 150(1)(0.249 \text{ GeV}) = 6.45 \text{ GeV} \\
 p_T^{(2)} &= p_T^{cm(2)} = 0
 \end{aligned} \tag{2.48}$$

Y, por conservación del momento, se debe cumplir que la suma de los momentos longitudinales de las dos partículas hijas sea igual o muy aproximada a 75 GeV:

$$p_L^{(1)} + p_L^{(2)} = 74.7 \text{ GeV}. \tag{2.49}$$

Para el segundo caso, donde la partícula positiva y negativa salen con un ángulo de decaimiento igual a 90° , tenemos lo siguiente

$$\begin{aligned}
 p_L^{cm(1)} &= p_{cm} \cos \theta = p_{cm} \cos 90^\circ = 0 \\
 p_T^{cm(1)} &= p_{cm} \sin \theta = p_{cm} \sin 90^\circ = 0.206 \text{ GeV} \\
 p_L^{cm(2)} &= -p_{cm} \cos \theta = -p_{cm} \cos 90^\circ = 0 \\
 p_T^{cm(2)} &= p_{cm} \sin \theta = p_{cm} \sin 90^\circ = 0.206 \text{ GeV}
 \end{aligned} \tag{2.50}$$

Por lo tanto, el momento longitudinal y transversal para cada partícula en el

sistema del laboratorio es igual a

$$\begin{aligned}
 p_L^{(1)} &= \gamma p_L^{cm(1)} + \gamma\beta E_1^{cm} = 0 + 150(1)(0.249 \text{ GeV}) = 37.4 \text{ GeV} \\
 p_T^{(1)} &= p_T^{cm(1)} = 0.206 \text{ GeV} \\
 p_L^{(2)} &= \gamma p_L^{cm(2)} + \gamma\beta E_2^{cm} = 0 + 150(1)(0.249 \text{ GeV}) = 37.4 \text{ GeV} \\
 p_T^{(2)} &= p_T^{cm(2)} = 0.206 \text{ GeV}
 \end{aligned} \tag{2.51}$$

Y

$$p_L^{(1)} + p_L^{(2)} = 74.8 \text{ GeV}. \tag{2.52}$$

Finalmente, para el tercer caso, donde la partícula negativa sale en dirección de la madre y la positiva en dirección contraria, tenemos lo siguiente

$$\begin{aligned}
 p_L^{cm(1)} &= p_{cm} \cos \theta = p_{cm} \cos 180^\circ = -0.206 \text{ GeV} \\
 p_T^{cm(1)} &= p_{cm} \sin \theta = p_{cm} \sin 180^\circ = 0 \text{ GeV} \\
 p_L^{cm(2)} &= -p_{cm} \cos \theta = -p_{cm} \cos 180^\circ = 0.206 \text{ GeV} \\
 p_T^{cm(2)} &= p_{cm} \sin \theta = p_{cm} \sin 180^\circ = 0
 \end{aligned} \tag{2.53}$$

Por lo tanto, el momento longitudinal y transversal para cada partícula en el sistema del laboratorio es igual a

$$\begin{aligned}
 p_L^{(1)} &= \gamma p_L^{cm(1)} + \gamma\beta E_1^{cm} = -150(0.206 \text{ GeV}) + 150(1)(0.249 \text{ GeV}) = 6.45 \text{ GeV} \\
 p_T^{(1)} &= p_T^{cm(1)} = 0 \\
 p_L^{(2)} &= \gamma p_L^{cm(2)} + \gamma\beta E_2^{cm} = 150(0.206 \text{ GeV}) + 150(1)(0.249 \text{ GeV}) = 68.3 \text{ GeV} \\
 p_T^{(2)} &= p_T^{cm(2)} = 0
 \end{aligned} \tag{2.54}$$

Y se cumple nuevamente lo siguiente:

$$p_L^{(1)} + p_L^{(2)} = 74.7 \text{ GeV}. \tag{2.55}$$

Lo anterior son sólo casos específicos con un ángulo de decaimiento θ dado, pero al graficar los valores de p_T y α para cualquier ángulo, se obtendrá una elipse centrada en el origen, debido a que la masa de las partículas hijas es la

misma, con un máximo en α igual a

$$\alpha_{max} = \frac{p_L^{(1)} - p_L^{(2)}}{p_L^{(1)} + p_L^{(2)}} = \frac{68.3 \text{ GeV} - 6.45 \text{ GeV}}{68.3 \text{ GeV} + 6.45 \text{ GeV}} = 0.827, \quad (2.56)$$

y un máximo en p_T igual a

$$p_T = p_{cm} = 0.206 \text{ GeV}. \quad (2.57)$$

- $\Lambda^0 \rightarrow \mathbf{p}^+ \pi^-$. Para el caso de las lambdas hay que tener en cuenta el hecho de que esta vez la gráfica de Armenteros Podolanski no es simétrica debido a las partículas que conforman el decaimiento, que ahora son un protón y pión.

Siguiendo el mismo procedimiento que para el caso de los kaones y utilizando los valores

$$\begin{aligned} M &= 1.116 \text{ GeV} \\ m_1 &= 0.938 \text{ GeV} \\ m_2 &= 0.140 \text{ GeV} \end{aligned}$$

donde M corresponde a la masa de la partícula madre y m_1 y m_2 a la masa de las hijas. Comenzamos primero por calcular el momento en el centro de masa:

$$\begin{aligned} p_{cm} &= \frac{1}{2M} \sqrt{(M^4 + m_1^4 + m_2^4 - 2m_1^2 M^2 - 2m_2^2 M^2 - 2m_1^2 m_2^2)} \\ &= 0.101 \text{ GeV}. \end{aligned}$$

Con ello, es posible calcular E_1^{cm} y E_2^{cm} :

$$\begin{aligned} E_1^{cm} &= \frac{1}{2M} (M^2 + m_1^2 - m_2^2) \\ &= 0.94 \text{ GeV} \\ E_2^{cm} &= \frac{1}{2M} (M^2 - m_1^2 + m_2^2) \\ &= 0.17 \text{ GeV} \end{aligned}$$

y también el momento longitudinal:

$$p_L^{cm} = \pm p_{cm} \cos \theta. \quad (2.58)$$

Así, para el caso de 0 grados se obtiene:

$$\begin{aligned} p_L^{cm} &= \pm p_{cm} \cos 0^\circ \\ &= \pm 0.101 \text{ GeV} \end{aligned}$$

Por otro lado, $\gamma = E/M = \text{GeV}/1.116 \text{ GeV} = 67.2$. Con este valor y el resultado anterior, calculamos ahora el momento longitudinal para cada una de las partículas:

$$\begin{aligned} p_L^{(1)} &= \gamma p_{L_1}^{cm} + \gamma \beta E_1^{cm} \\ &= 69.95 \text{ GeV} \\ p_L^{(2)} &= \gamma p_{L_2}^{cm} + \gamma \beta E_2^{cm} \\ &= 4.8 \text{ GeV}, \end{aligned}$$

que nos dan el siguiente valor para α :

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{p_L^{(1)} - p_L^{(2)}}{p_L^{(1)} + p_L^{(2)}} \\ &= 0.87 \end{aligned}$$

Con esto, obtenemos el valor para uno de los dos puntos que debemos calcular para α , ya que debemos recordar que en este caso las elipses no están centradas en cero. El otro valor lo obtenemos realizando el caso para 90° :

$$\begin{aligned} p_L^{cm} &= \pm p_{cm} \cdot \cos 90^\circ \\ &= \pm 0.0714 \text{ GeV}, \end{aligned}$$

que equivale a los siguientes valores para los momentos longitudinales:

$$\begin{aligned} p_{L_1} &= \gamma p_{L_1}^{cm} + \gamma \beta E_1^{cm} \\ &= 56.38 \text{ GeV} \\ p_{L_2} &= \gamma p_{L_2}^{cm} + \gamma \beta E_2^{cm} \\ &= 18.37 \text{ GeV}, \end{aligned}$$

y así, el otro valor de α es:

$$\begin{aligned}\alpha &= \frac{p_L^{(1)} - p_L^{(2)}}{p_L^{(1)} + p_L^{(2)}} \\ &= 0.508.\end{aligned}$$

2.4. Haces de protones y electrones

Al separar un gas en protones y electrones, podemos preguntarnos qué partícula es más eficiente para producir kaones.

En primera instancia, los protones son más difíciles de acelerar, simplemente porque son más pesados y tienen la misma carga que electrones, es decir, la fuerza eléctrica de aceleración es igual.

La razón para probar protones es debido a que tienen una energía más alta que un haz de electrones, pueden penetrar más en el plasma y, por lo tanto, tener una aceleración más potente. Se pueden producir aceleraciones cientos de veces más altas que las logradas con las cavidades de radiofrecuencia [30].

Los aceleradores de protones tienen más energía por otra razón. Normalmente un acelerador es circular, así que reusa las unidades de aceleración varias veces, en donde las cargas aceleradas (por la curva) radian "luz sincrotrón" pierden energía debido a esto. En el acelerador más energético de electrones, el Gran colisionador de electrones y positrones (LEP), se tenía una circunferencia de 27 km, y la energía máxima era de 100 GeV por haz. En una vuelta la pérdida por radiación sincrotrón era de aproximadamente 1 GeV. Como la pérdida depende de la potencia de γ , los protones casi no radian, y por esto la energía de aceleradores de protones es más alta.

Los racimos de protones existentes pueden transportar fácilmente muchos kJ de energía almacenada, mientras que los láseres de electrones de alta potencia se están acercando al régimen de 1-5 J [3]. Los racimos de protones son, por lo tanto, drivers ideales para aceleradores de leptones de alta energía, con el potencial de reducir drásticamente el número de etapas requeridas.

2.5. Colisionador y Blanco fijo

Los experimentos de física de partículas emplean aceleradores de partículas de alta energía para realizar sus mediciones. Sin embargo, hay muchos tipos de aceleradores de partículas con muchas técnicas interesantes. Una dicotomía importante es si uno toma un haz de partículas y lo golpea contra un objetivo estacionario de átomos (blanco fijo), o si tomas dos haces de partículas contrarrotativos y los golpea de frente (modo colisionador).

Los dos parámetros más importantes que un científico considera a la hora de diseñar un experimento son la energía y la luminosidad. Uno de los objetivos de los aceleradores de partículas modernos es observar si los quarks y los leptones, los cuales son los bloques de construcción de teorías actuales, están compuestos aún de objetos más pequeños. Es por eso que la energía es importante. En contraste, la luminosidad está relacionada al número de partículas en colisión. La razón por la que eso es importante es que, cuanto más colisiones haya, implica que a hay una mejor oportunidad de ver algo raro.

Los colisionadores transfieren grandes cantidades de energía y los blancos fijos generan grandes cantidades de colisiones.

En un colisionador, se disparan un conjunto de partículas a través de otro conjunto de partículas. A estos conjuntos se les conoce como *bunches*. Un bunch de partículas puede tener aproximadamente 10 a la 11 partículas, lo cual es una manera científica de decir 100 billones. Dos bunches de partículas, son 200 billones de partículas y algunas de estas partículas colisionan. Pero si disparas un bunch en un blanco fijo, lo que sucede es muy diferente. EL número de partículas en el bunch no cambia, pero el blanco es sólido, lo que significa que tiene montones de partículas. Con muchos blancos, la posibilidad de una colisión es increíblemente alta.

Hay maneras para obtener una luminosidad más alta haciendo que el haz vaya en círculo y tenga a los bunches pasando a uno través de otro una vez y otra vez, pero direccionar el haz en el colisionador es más difícil. Para comparar escalas, mientras dos grupos de protones entren en uno de los detectores para chocar, éstos tienen que ser apuntados una precisión increíble.

En conclusión, el blanco es más sencillo y puede generar montones de colisiones, mientras que el colisionador es más difícil, pero es la forma de descubrir y observar

partículas más pequeñas.

2.6. Experimentos relevantes

2.6.1. COMPASS

El experimento Common Muon and Proton Apparatus for Structure and Spectroscopy (COMPASS) es un experimento multipropósito en el Súper Sincrotrón de Súper Protones (SPS) del CERN [13].

El experimento analiza las formas complejas en que los quarks y gluones elementales trabajan juntos para dar las partículas que observamos, desde el humilde protón hasta la gran variedad de partículas más exóticas.

Su objetivo principal es descubrir más a fondo cómo surge la propiedad llamada espín en protones y neutrones, en particular cuánto contribuyen los gluones que unen a los quarks a través de la fuerza fuerte. Para hacer esto, el equipo de COMPASS dispara muones (partículas que son como electrones pesados) a un objetivo polarizado.

Otro objetivo importante es investigar la jerarquía o el espectro de partículas que pueden formar quarks y gluones. Para hacer esto, el experimento utiliza un haz de partículas de piones (97%). En estos estudios, los investigadores también buscarán *bolas de pegamento*, partículas hechas solo de gluones.

Alrededor de 240 físicos de 11 países y 28 instituciones trabajan en el experimento COMPASS. Los resultados ayudarán a los físicos a comprender mejor el mundo complejo dentro de los protones y los neutrones.

2.6.2. Experimento NA48

El experimento NA48 fue diseñado principalmente con el objetivo de detectar y cuantificar la presencia de violación directa de CP en los decaimientos del kaón neutro en dos piones [15].

Para minimizar las diferencias sistemáticas, el experimento idealmente debería ser capaz de comparar directamente las desintegraciones de K_S y K_L de momentos

iguales que ocurren simultáneamente con la misma geometría en relación con los elementos del detector y en ausencia de antecedentes significativos.

2.6.3. Experimento KOTO

La principal meta del experimento KOTO es medir el decaimiento $K^0 \rightarrow \pi^0 \nu \nu$ [29]. Una colaboración internacional informó los primeros resultados importantes del experimento KOTO, que se está llevando a cabo en el Complejo de Investigación del Acelerador de Protones de la Instalación Experimental Hadron de Japón (J-PARC). La colaboración de KOTO estableció el límite superior de una vez en trescientos millones en la tasa de desintegración neutral del K-mesón (kaón) en un mesón pi neutro y un par de neutrinos del análisis del conjunto de datos recopilados en 2015. La colaboración ha comenzado a dilucidar la asimetría materia-antimateria (ruptura de simetría CP) en el universo a través de las desintegraciones del kaón. Como las perspectivas para el futuro, se anticipan nuevas mejoras en la sensibilidad con los datos recopilados desde 2016. La colaboración actualizó el detector KOTO en el otoño de 2018 y comenzó a llevar los nuevos datos con él en febrero de 2019.

2.6.4. CKM

La colaboración de CKM propone medir la razón de decaimiento de la rara desintegración de K : $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ en el inyector principal en Fermilab [22]. Aunque fue aprobado por esta colaboración, nunca recibió fondos y luego fue abandonado en el 2002.

CKM significa *Kaones cargados en el inyector principal*. El objetivo principal de este experimento es medir la relación de ramificación de $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ a aproximadamente un 10 % de precisión estadística.

2.6.5. Experimento E787

E787 fue un raro experimento de desintegración de kaón en la línea de luz C4 (LESB III) en el AGS (Alternating Gradient Synchrotron) de Brookhaven [21].

2.6.6. Experimento E949

Al igual que su predecesor E787, el detector E949 está diseñado para identificar claramente $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ con un kaon cargado decayendo a un pión cargado en la

región de impulso $221 < P < 229$ MeV/c sin otros productos observables asociados [11].

2.6.7. WA89

El experimento WA89 fue un experimento de física de partículas realizado en la década de 1990 en el Área Oeste del acelerador SPS en el CERN. Era un espectrómetro delantero de gran aceptación dedicado a la espectroscopía de bariones extraños encantados y estados exóticos de múltiples pares producidos por un haz de hiperón compuesto principalmente de partículas Σ^- , π^- y muy pocas Ξ^- [25].

2.6.8. Project X

El acelerador propuesto del Proyecto X crearía suficiente potencia de haz para perseguir el Santo Grial de la física del kaón: la observación de la descomposición ultra rara de un kaón neutral en un pión neutral y dos neutrinos. Este proceso es una sonda única para la asimetría de la materia y la antimateria en nuestro mundo y es un fuerte juez de la existencia de la física más allá del Modelo Estándar.

2.6.9. SELEX/E781

El experimento SELEX/781 fue realizado en Fermilab como un experimento de blanco fijo que utiliza haces de partículas tipo sigma y piones de 650 GeV para estudiar bariones tipo charm y física Primakoff con reastreo superior y estadística [14].

Varios resultados de los programas de blanco fijo de Fermilab y CERN han establecido la corta vida media del barión Λ_c^+ , han confirmado la diferencia en la producción D_s^+ de haces de piones y kaones y también verificaron la existencia del barión cascada Ξ_c^+ .

SELEX emplea una variedad de haces de partículas para llevar a cabo comparaciones sistemáticas de la producción de bariones tipo charm desde diferentes haces a grandes x , donde los efectos de la valencia quark son en su mayoría distinguibles.

Las instalaciones de hiperón del Centro de Protones Fermilab provee una variedad de haces que son llevados al espectrómetro de SELEX. En un momento secundario de 600 GeV/c, puede proveer un haz negativamente cargado que es alrededor del 50 %

tipo cascada y 50 % tipo pión 10 m en dirección al blanco de producción.

Para producir un flujo secundario de 2×10^6 de partículas negativas, se toman 1.6×10^{10} de protones por segundo a 800 GeV.

SELEX está constituido por tres espectrómetros magnéticos, centrados en tres magnetos que incrementan momento, y una multitud de detectores de silicón, cámaras de alambre proporcionales, cámaras de deriva, calorímetros de fotones, detectores TRD y para identificar partículas un RICH.

Para terminar, en esta última sección señalamos algunos experimentos relevantes a lo largo de la historia que utilizan haces de partículas con el propósito de aportar información significativa al modelo estándar, ya sea al detectar o cuantificar el decaimiento de una partícula. En el siguiente capítulo abarcaremos el experimento en el que se basa el estudio de esta tesis: el experimento CERN-NA62. Veremos su historia, la composición del haz que se utiliza y sus principales fuentes, su objetivo y los detectores más importantes dentro de este mismo, entre otras cosas.

Capítulo 3

Experimento CERN-NA62

NA62 es un experimento de blanco fijo del Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire (CERN) dedicado a las mediciones de desintegraciones raras del K^+ . Dichas mediciones, como la fracción de ramificación de la desintegración $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$, tienen el potencial de aportar información significativa sobre nuevos procesos de física cuando se realiza una comparación con las predicciones de teorías precisas, como el modelo estándar de partículas. Para este propósito, se han desarrollado técnicas innovadoras, en particular, en el dominio de dispositivos de seguimiento de baja masa. La construcción del detector abarcó varios años entre 2006 y 2016. La colaboración comenzó la puesta en marcha de detectores en 2014 y se recopilaron datos hasta finales de 2018. Actualmente el NA62 está nuevamente en el proceso de toma de datos hasta finales del año 2025 [18].

Los físicos e ingenieros del CERN utilizan los instrumentos científicos más grandes y complejos del mundo para estudiar los componentes básicos de la materia: las partículas fundamentales. Las partículas subatómicas se hacen colisionar juntas a una velocidad cercana a la de la luz. El proceso nos da pistas sobre cómo interactúan las partículas y proporciona información sobre las leyes fundamentales de la naturaleza. Los instrumentos utilizados en el CERN son aceleradores y detectores de partículas especialmente diseñados. Los aceleradores elevan los haces de partículas a altas energías antes de que choquen entre sí o con objetivos estacionarios. Los detectores observan y registran los resultados de estas colisiones.

Fundado en 1954, el laboratorio del CERN se encuentra situado en la frontera franco-suiza, cerca de Ginebra. Fue una de las primeras empresas conjuntas de países europeos, y ahora tiene 23 estados miembros [8].

3.1. Fuentes de protones para el NA62: PS y SPS

El Gran Colisionador de Hadrones (LHC) es el acelerador de partículas más grande y potente del mundo. Se puso en marcha por primera vez el 10 de septiembre de 2008 y sigue siendo la última incorporación al complejo acelerador del CERN. Consiste en un anillo de 27 kilómetros de imanes superconductores con una serie de estructuras aceleradoras para impulsar la energía de las partículas a lo largo del camino [9]. Su fuente de protones es una botella de gas hidrógeno en un extremo del acelerador lineal conocido como LINAC 2. El hidrógeno se pasa a través de un campo eléctrico para quitar sus electrones, dejando solo protones para ingresar al acelerador.

El acelerador LINAC 2 es el punto de partida para los protones utilizados en experimentos en el CERN. Los aceleradores lineales usan cavidades de radiofrecuencia para cargar conductores cilíndricos. Los protones pasan a través de los conductores, que se cargan alternativamente positivo o negativo. Los conductores detrás de ellos empujan las partículas y los conductores delante de ellos tiran, haciendo que las partículas se aceleren. Pequeños imanes cuadrupolo aseguran que los protones permanezcan en un haz estrecho.

Los haces de protones son pulsados desde la botella de hidrógeno hasta 100 microsegundos por pulso. Los pulsos se repiten una y otra vez hasta que se producen suficientes protones.

Para cuando alcanzan el otro extremo, los protones han alcanzado la energía de 50 MeV y han ganado un 5% en masa relativista. Luego ingresan al **Proton Synchrotron Booster**, el siguiente paso en la cadena de aceleradores del CERN, que los lleva a una energía más alta.

El **Proton Synchrotron Booster** está compuesto por cuatro anillos de sincrotrón superpuestos que reciben haces de protones del acelerador lineal Linac 2 a 50 MeV y los aceleran a 1.4 GeV para inyección en el **Sincrotrón de Protones (PS)** [6].

Antes de que el Booster recibiera sus primeros rayos el 26 de mayo de 1972, se inyectaron protones directamente desde el Linac al PS, donde se aceleraron a 26 GeV. La baja energía de inyección de 50 MeV limitó el número de protones que el PS podía aceptar. El Booster permite que el PS acepte más de 100 veces más protones, lo que mejora en gran medida el uso del haz para experimentos [32].

El PS es un componente clave en el complejo acelerador del CERN, donde generalmente acelera los protones suministrados por el amplificador de sincrotrón de protones o los iones pesados del anillo de iones de baja energía (LEIR) [31]. En el curso de su historia, ha hecho malabarismos con muchos tipos diferentes de partículas, alimentándolas directamente a experimentos o a aceleradores más potentes.

El PS aceleró por primera vez los protones el 24 de noviembre de 1959, convirtiéndose por un breve período en el acelerador de partículas de mayor energía del mundo. El PS fue el primer sincrotrón del CERN. Inicialmente fue el acelerador insignia del CERN, pero cuando el laboratorio construyó nuevos aceleradores en la década de 1970, el papel principal del PS se convirtió en suministrar partículas a las nuevas máquinas [10]. Con los años, ha sufrido muchas modificaciones y la intensidad de su haz de protones se ha multiplicado por mil.

Con una circunferencia de 628 metros, el PS tiene 277 electroimanes convencionales (a temperatura ambiente), incluidos 100 dipolos para doblar los haces alrededor del anillo. El acelerador funciona a hasta 25 GeV. Los protones se envían al Sincrotrón de Súper Protones (SPS), donde se aceleran a 450 GeV.

El **Super Proton Synchrotron (SPS)** es la segunda máquina más grande en el complejo de aceleradores del CERN. Con una medida de casi 7 kilómetros de circunferencia, toma partículas del Sincrotrón de Protones y las acelera para proporcionar haces para el Gran Colisionador de Hadrones, los experimentos **NA61 / SHINE** y **NA62**, el experimento **COMPASS**. También alimenta al experimento **AWAKE** que tiene como objetivo probar nuevas técnicas para acelerar las partículas.

El SPS se convirtió en el caballo de batalla del programa de física de partículas del CERN cuando se activó en 1976. Utilizando haces del SPS se ha investigado la estructura interna de los protones, la preferencia de la naturaleza por la materia sobre la antimateria, se buscó como podría haber sido la materia en los primeros instantes de el universo, y se han buscado formas exóticas de materia [33]. Un punto destacado se llevó a cabo en 1983 con el descubrimiento de partículas W y Z, ganador de un premio Nobel con el SPS funcionando como un colisionador protón-antiprotón [5].

El SPS opera hasta 450 GeV. Tiene 1317 electroimanes convencionales (a temperatura ambiente), incluidos 744 dipolos para doblar los haces alrededor del anillo. El acelerador ha manejado muchos tipos diferentes de partículas: núcleos de azufre

y oxígeno, electrones, positrones, protones y antiprotones.

3.2. NA62

El objetivo principal de este experimento es estudiar las desintegraciones raras de kaón K^+ . Comprender estas desintegraciones ayudará a los físicos a verificar algunas de las predicciones que hace el Modelo Estándar sobre las interacciones de corta distancia. Específicamente, NA62 medirá la velocidad a la que el kaón cargado se descompone en un pión cargado y un par neutrino-antineutrino.

El experimento NA62 está localizado en el área norte del acelerador SPS del CERN. La construcción del detector para este experimento abarcó desde el año 2006 al 2016. El principal objetivo del experimento NA62 es igualar la precisión teórica del 10 % para la tasa de decaimiento de $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$.

Para hacer haces ricos en kaones, el equipo NA62 dispara protones de alta energía desde el SPS hacia un blanco de berilio estacionario. La colisión crea un haz que transmite casi mil millones de partículas por segundo, de las cuales aproximadamente el 6 % son kaones [7]. Colectando cerca de 100 eventos del decaimiento $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ y asumiendo una aceptación del detector del 10 % implica una exposición de 10^{13} decaimientos del kaón y un factor de rechazo de 10^{12} para otros modos de decaimiento.

Es importante mencionar que las precisas coincidencias de tiempo entre el kaón incidente y la trayectoria downstream al nivel de 100 ps es esencial para rechazar coincidencias accidentales cuando se opera a un flujo intenso de hadrones.

3.2.1. Diseño y principios de análisis

La elección de la técnica de *decaimiento en vuelo* es motivada por la posibilidad de obtener un flujo integrado del orden de 10^{13} decaimientos a unos pocos años de la toma de datos con una señal de aceptación de cerca del 10 %, implicando una acumulación de alrededor de 100 eventos SM en el canal $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$.

El haz de protones de 400 GeV/c del acelerador CERN SPS permite la producción de un haz secundario de kaones de 75 GeV/c. Durante los tres segundos de flujo de protones del haz de protones del CERN SPS, la velocidad de partícula en el haz secundario de hadrones positivos es de 750 MHz, de los cuales 70 % son piones, 24 %

son protones y 6% son K^+ , conduciendo a 5 MHz de decaimientos del K^+ en la región de 65 metros de largo.

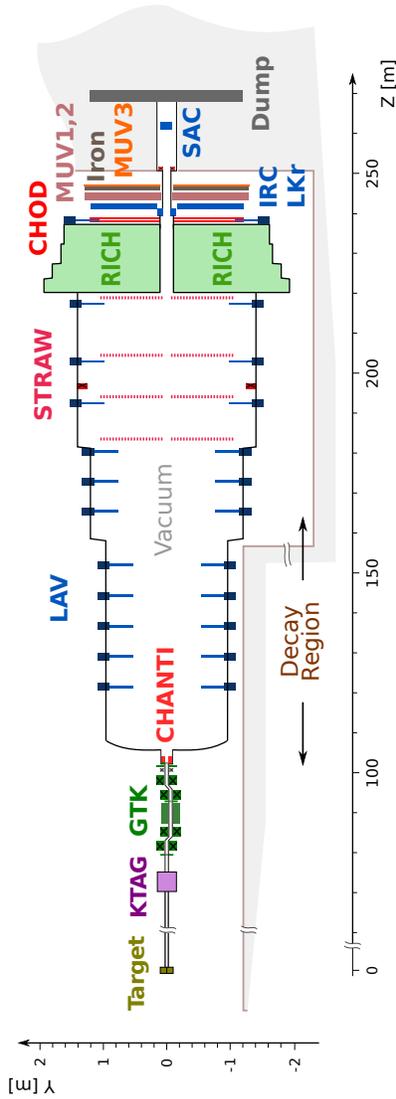


Figura 3.1 Sección vertical esquemática del experimento NA62 [18].

La escala y el sistema de referencia para el diseño del experimento se muestran en la figura 3.1. La línea del haz está definida por el eje Z con su origen en el blanco

de producción de kaones y partículas del haz viajando en la dirección positiva, el eje Y apunta verticalmente hacia arriba y el eje X está definido por la regla de la mano derecha.

Los principales elementos para la detección de los productos del decaimiento del K^+ están localizados a lo largo de una región de 150 metros de largo empezando en 121 m en dirección del haz. Un pasaje de evacuación permite que la intensidad del flujo de partículas del haz sin decaer sea de 750 MHz.

El espectrómetro **GTK** y todos los detectores que rodean la región de decaimiento se colocan al vacío para evitar interacciones y la dispersión del haz.

Como ya se mencionó anteriormente, el tiempo de coincidencia entre el kaón entrante y la partícula cargada saliente es esencial para mantener la correcta probabilidad de asociación más grande que el 99% y se debe mantener bajo control al nivel de 100-150 ps. La identificación de kaones es proporcionada por el contador diferencial Cherenkov **CEDAR** equipado con un sistema de detección de fotones **KTAG**.

El espectrómetro **GTK** consiste de tres estaciones de pixeles de silicio que proveen mediciones de momento y dirección de los kaones entrantes. El detector de anillo de guardia **CHANTI** (Charged Anti-coincidence detector) está colocado en la dirección de Z positivo (al lado de GTK) para detectar interacciones de dispersiones inelásticas generadas en el GTK.

Siguiendo en la dirección positiva del eje Z en la región de decaimiento, el rastreador **STRAW** mide las trayectorias y momentos los productos cargados de los decaimientos del K^+ . Este rastreador consiste de cuatro cámaras y un dipolo magnético de gran apertura (MNP33) que provee un boost de momento a las partículas cargadas de 270 MeV/c en el plano horizontal.

Un sistema de detectores de veto-fotón provee una cobertura hermética para fotones producidos en la región de decaimiento y los que se propagan a ángulos arriba de 50 mrad con respecto al eje del detector. Estos detectores incluyen:

- Detectores anulares de veto de fotones de gran ángulo (annular Large-Angle photon Veto detectors).
- Calorímetro electromagnético de criptón líquido (LKr).

- Calorímetros de anillo intermediario (IRC) y de ángulo pequeño (SAC).

El detector Cherenkov de imagen de anillo **RICH** localizado a la derecha de la última cámara STRAW incluye un radiador de 17 metros de largo lleno con gas neón a 1 atm y asegura la separación de electrones, muones, piones y kaones.

El detector **RICH** es seguido por un sistema de contadores de hodoscopio (CHOD) construido a partir de losas y azulejos centelleantes.

Muestras de datos para estudio del funcionamiento

El análisis de datos *kaon run* requiere de selección de eventos con más probabilidad para identificar y explotar modos de decaimientos particulares como

- $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$: Ofrece una herramienta para hacer más fina la calibración del espectrómetro STRAW comparando la masa reconstruída de los tres piones con la masa del kaón en el Particle Data Group, para medir la dirección y momento promedio del kaón, para estudiar las propiedades del haz y para calibrar el espectrómetro de haz GTK.
- $K^+ \rightarrow \mu^+\nu$: Usadas para estudiar la identificación de partículas y el rechazo de fotones.
- $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$: Usado para estudiar el funcionamiento del espectrómetro STRAW y la eficiencia de rechazo de fotones.

3.2.2. Línea del haz de kaones de alta intensidad

Como ya se mencionó anteriormente, el haz primario de protones es extraído del acelerador del CERN SPS con 400 GeV/c y es dirigido via la línea de haz P42 al blanco T10 (400 mm de largo, berilio con 2 mm de diámetro) localizado en un tunel que conecta el SPS a una sala experimental subterránea. Un diseño de línea recta, uniendo el blanco T10 al centro del calorímetro LKr, ha sido adoptada para el haz secundario cargado positivamente. Este haz secundario de hadrones de alta intensidad (K12) es derivado desde el blanco T10 con un momento central de +75 GeV/c. Una interfaz de selección de momento y una medida del momento en dirección del eje positivo de Z son realizados por un sistema **acromático** que constituye de cuatro dipolos magnéticos. El primer par de magnetos en cada acromático produce un desplazamiento paralelo del haz, mientras que el segundo lo regresa al eje no desviado. Las ventajas de lo anterior son

- Ahorra espacio longitudinal.
- Es favorable para remover historial de muones.
- Mantiene posible la opción de proveer dos haces opuestamente cargados K^\pm .

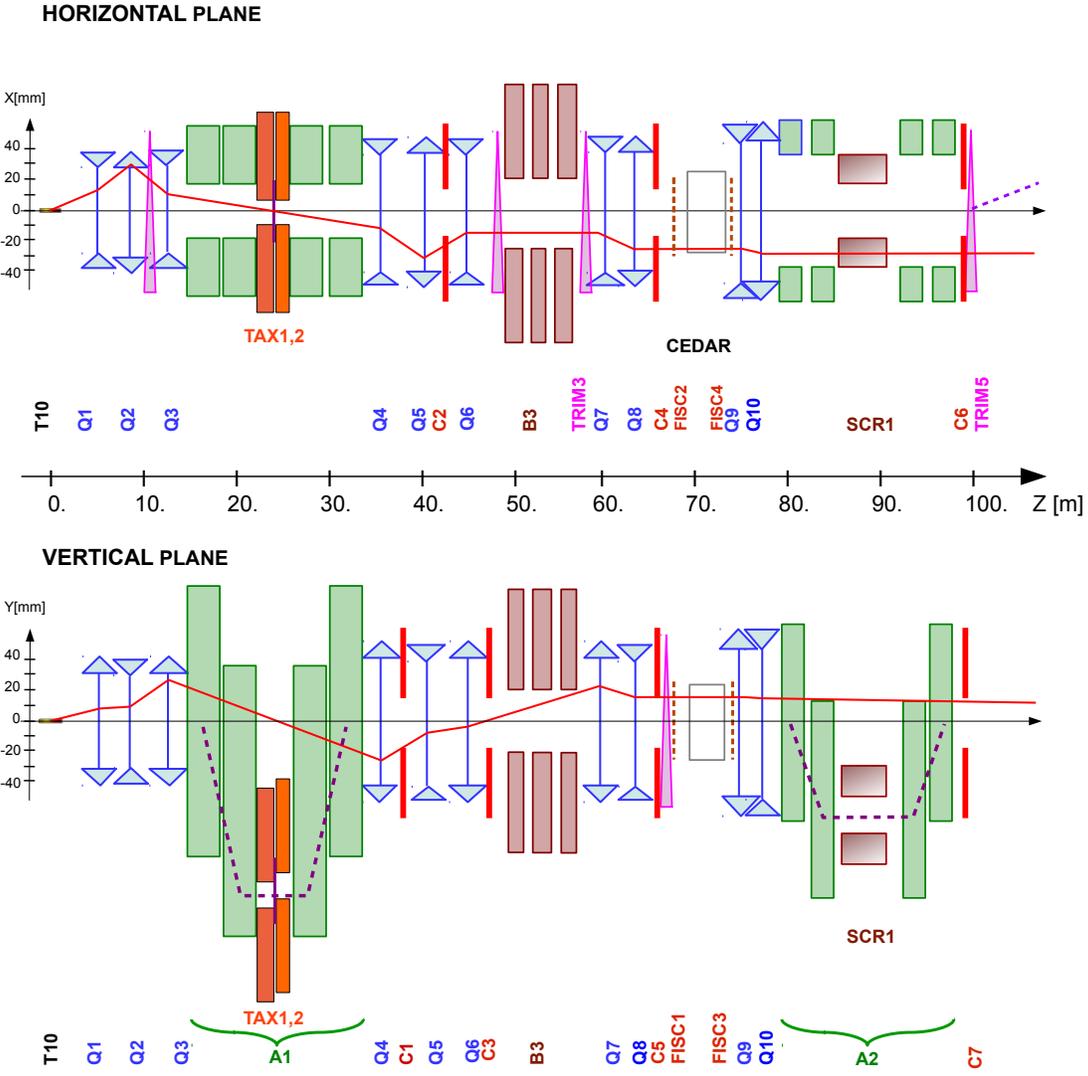


Figura 3.2 La línea sólida corresponde a la trayectoria de una partícula dejando el blanco desde el centro a un momento nominal y al ángulo indicado. La línea desvanecida indica la trayectoria de una partícula sobre el eje inicialmente con 75 GeV/c [18].

El blanco T10 es seguido inmediatamente por un colimador de cobre de 950 mm de largo enfriado hidráulicamente, ofreciendo una opción de agujeros de diferentes

aperturas. Los primeros elementos activos del haz de alta intensidad son tres cuadrupolos magnéticos (Q1, Q2, Q3) con radiación dura y pequeña apertura, los cuales colectan a una aceptación de ángulo sólido grande de ± 2.7 mrad horizontalmente y ± 1.5 mrad verticalmente a 75 GeV/c. Luego sigue un acromático (A1) para seleccionar el haz de 75 GeV/c con un 1% rms de mordedura de momento. El acromático consiste de cuatro dipolos magnéticos que deflectan verticalmente. El primer par produce un desplazamiento paralelo del haz en dirección positiva de 110 mm, mientras que el otro par lo regresa al eje original. Entremedias, el haz pasa a través de un conjunto de agujeros en dos unidades de vaciadero de haz motorizadas y enfriadas hidráulicamente, **TAX1** y **TAX2**, para hacer la selección de momento mientras se absorbe el haz de protones primario restante y las partículas no deseadas.

Entre TAX1 y TAX2, un radiador que consiste de un arreglo de placas de tungsteno con grosor de más de 5 mm es introducido al haz. Es óptimo causar que los positrones pierdan energía por Bremsstrahlung para que sea subsecuentemente rechazados, mientras se minimiza la pérdida de hadrones por dispersión.

Luego, tres cuadrupolos (Q4, Q5, Q6) ayudan a reenfocar el haz en el plano vertical y a hacerlo paralelo con ancho limitado en el plano horizontal. El espacio de deriva entre estos cuadrupolos es ocupado por dos colimadores (C1, C2), los cuales redefinen la aceptación horizontal y vertical del haz transmitido. Luego el colimador C3 redefine el haz al segundo enfoque en el plano vertical. En este punto, los positrones que han sido degradados en momento por los radiadores entre TAX1 y TAX2 están lo suficientemente lejos del haz de hadrones para ser absorbidos en el colimador C3.

El haz luego pasa a través de un diámetro de 40 mm, casi libre de agujeros, en placas de metal las cuales son insertadas entre los polos de los tres dipolos magnéticos B3 de 2 metros de largo. El campo magnético vertical al metal que rodea el haz sirve para remover muones de ambos signos, mientras la desviación del haz debido al campo perdido dentro del agujero es cancelada por los dos dipolos de dirección TRIM 2 y TRIM 3 antes y después de B3.

CEDAR está equipado con 8 nuevos arreglos de fotodetectores **KTAG** y sirve para identificar los K^+ en el haz. CEDAR es precedido por dos cuadrupolos (Q7, Q8), tanto como por colimadores de limpieza verticales y horizontales para absorber partículas en el rabo del haz.

Dos pares de contadores de filamento centelleador (FISC 1, 3 y FISC 2, 4) son instalados en dirección positiva al lado del CEDAR. Éstos permiten la divergencia promedio del haz para ser medida y sintonizada a cero y el restante.

Siguiendo el CEDAR, un par de cuadrupolos relativamente débiles en enfocamiento (Q9, Q10) coinciden el haz a través de la etapa de rastreamiento y medición de momento y determina la divergencia del haz y tamaño a partir de aperturas de los detectores del lado positivo en Z.

El sistema de rastreo de haz **GTK** consiste de tres estaciones, cada una compuesta de pixeles de silicio instalados en el vacío del haz. Las estaciones están acomodadas de tal forma que el espacio entre GTK1 y GTK3 está ocupada por un segundo acromático compuesto de cuatro dipolos magnéticos que deflectan verticalmente y tienen forma de C. GTK2 está localizado en la misma sección, justo después del colimador SCR1. Los colimadores de limpieza (C6, C7) que siguen del GTK3 tienen la función de interceptar historial fuera de la aceptación del haz.

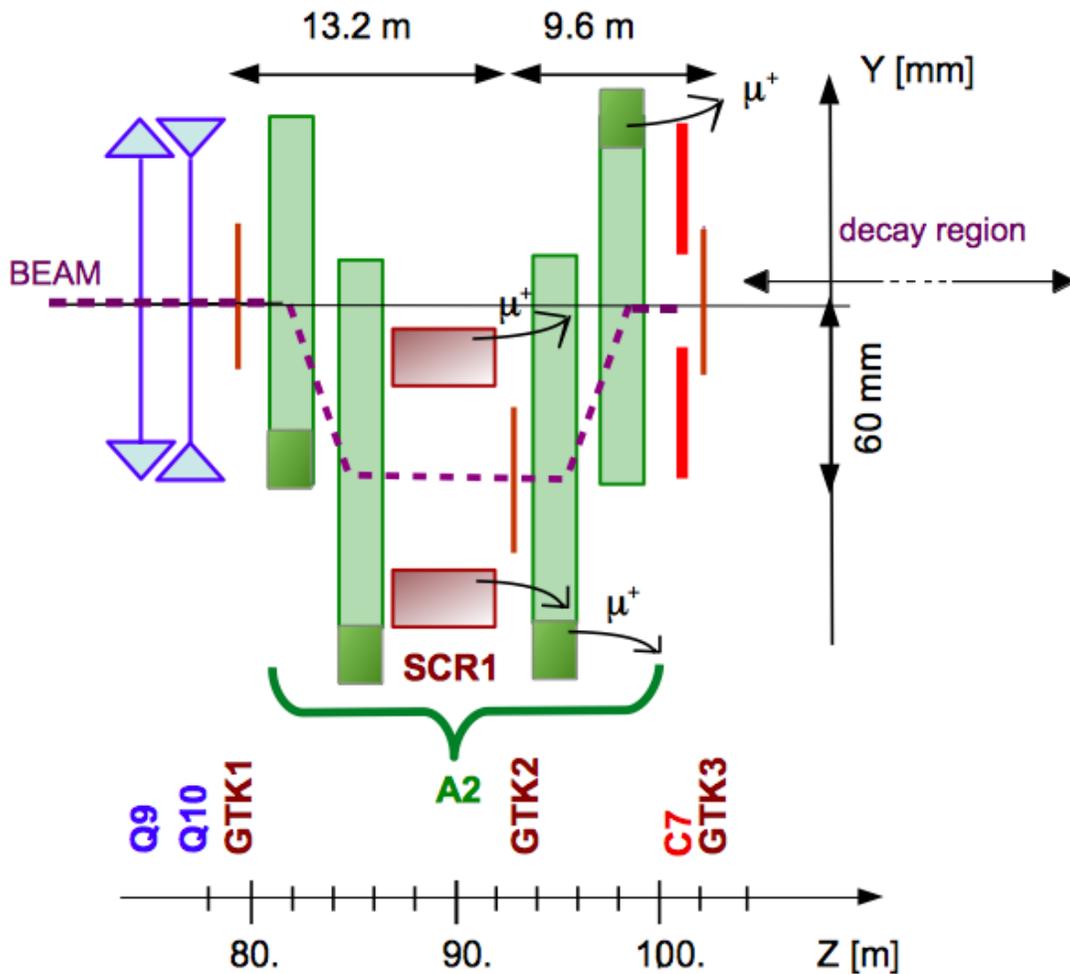


Figura 3.3 Diseño esquemático del rastreador del haz y medidor de momento en el segundo acromático A2. El haz se deflecta 60 mm y regresa a su dirección original [18].

Adicionalmente, un magneto direccional horizontal (TRIM5) es usado para deflectar el haz hacia X positiva por un ángulo de 1.2 mrad. Cuando el haz se deflecta, se hace que éste coincida con la apertura central del calorímetro LKr.

Cerca de este punto de cruce, un par de contadores de filamentos centelleadores grandes, instalados en vacío, permite el haz ser observado y direccionado correctamente. El haz es finalmente deflectado hacia X negativo un poco más de -13.2 mrad

por un dipolo magnético (BEND). El haz es observado en un vaciador de haz compuesto de metal rodedado por concreto a una distancia suficiente detrás del detector para disminuir los efectos de **back-splash**.

Para terminar, una vez que ya conocimos los objetivos y los principales componentes del experimento NA62, es hora de llegar al clímax de esta tesis: el estudio de la producción de Λ^0 y $\bar{\Lambda}^0$ en CERN-NA62. En el siguiente capítulo explicaremos más a detalle cuál es la hipótesis de este estudio y, sobre todo, abarcaremos cómo se realizó la selección de datos y los principales cortes efectuados para llevar a cabo este análisis.

Capítulo 4

Selección de datos y eventos

4.1. Hipótesis de estudio: hadroproducción de $\Lambda(1115)$ y $\bar{\Lambda}(1115)$

Este estudio está basado en la suposición de que el GTK3 funciona como un blanco fijo para el haz del experimento NA62, compuesto de kaones, piones y protones, de tal forma que se pueda estudiar la hadroproducción de Λ 's y $\bar{\Lambda}$'s mediante el análisis de sus decaimientos en los pares de partículas $p^+\pi^-$ y $p^-\pi^+$, respectivamente. Como se ha mencionado anteriormente, el CERN-NA62 es un experimento de blanco fijo, el blanco de berilio, en el SPS, dedicado a mediciones de decaimientos raros del kaón, específicamente en el proceso

$$K^+ \rightarrow \pi^+\nu\bar{\nu} \quad (4.1)$$

así que nuestro propósito es demostrar que, aunque el GTK3 es muy delgado (200 μm de grosor), puede servir como blanco fijo para el haz del experimento.

La topología de los eventos de partículas del haz que chocan con nucleones N del GTK3 y producen Λ 's o $\bar{\Lambda}$'s más otras partículas extra es

$$K^+/p^+/\pi^+ + N \rightarrow \Lambda^0 + (X), \quad (4.2)$$

que va seguido de

$$\Lambda^0 \rightarrow p^+\pi^- \quad (4.3)$$

o

$$\bar{\Lambda}^0 \rightarrow p^-\pi^+, \quad (4.4)$$

lo que establece que realizaremos un estudio inclusivo de la producción de Λ 's y $\bar{\Lambda}$'s, independiente de las otras partículas generadas en el choque del haz con el GTK3, denotadas colectivamente como X en el proceso (4.2).

En resumen, al estudiar los decaimientos de Λ 's y $\bar{\Lambda}$'s en los pares respectivos $p^+\pi^-$ y $p^-\pi^+$, podemos concluir que nuestra hipótesis del GTK3 como blanco fijo es correcta y que se observa producción de Λ 's y $\bar{\Lambda}$'s dentro del experimento NA62 en el CERN aunque no esté diseñado con este fin. Por último, es importante mencionar que para llevar a cabo este estudio utilizaremos la información proporcionada por los detectores KTAG, el GTK, los STRAW's y el RICH, descritos en el Capítulo 3.

4.2. Selección de datos y preselección de eventos

El análisis de datos se realizó en el cluster de Física de Altas Energías del IFUASLP, el cual posee selecciones de los archivos de datos obtenidos en el experimento NA62 en el año 2017 y 2018, donde los archivos de datos del año 2018 están agrupados alfabéticamente con letras desde la A hasta la H. Para este estudio, se optó por utilizar los archivos de datos del 2018E debido a su tamaño comparado con el resto de agrupaciones de datos del experimento NA62 en el 2018 y para rerealizar un estudio sobre todos los triggers, descritos más adelante. Para esto, se comparó el tamaño de cada agrupación de archivos de datos donde la agrupación 2018E resultó ser uno de los archivos con mayor tamaño, lo que representa un mayor número de datos para la muestra utilizada en este estudio. Además, después de estudiar solo los control triggers en los datos de 2017-2018, nos dimos cuenta de que no necesariamente ése era el mejor trigger, por lo que se seleccionó el 2018E, que tiene muchos eventos para estudiar todos los triggers. Este estudio se mostrará próximamente en el siguiente capítulo.

La finalidad de esto se resume en elegir un solo grupo que sea suficiente para realizar el análisis y que presente una gran estadística para el estudio, además de permitirnos desempeñar un análisis de los triggers que se encuentran dentro del experimento.

Con respecto a la preselección de eventos para este estudio, ésta fue llevada a cabo por el Dr. Jurgen Engelfried, del IFUASLP, Team Leader del grupo mexicano en la colaboración NA62. El Dr. Jurgen Engelfried y el Dr. Marco Antonio Reyes Santos, de la DCI-CL-UG, conforman el grupo de profesores mexicanos con participación en NA62, además de estudiantes de los programas de licenciatura y posgrado de ambas

universidades.

La preselección de eventos fue realizada en base a los diferentes estudios que realizan los alumnos tesistas asociados al NA62. Esta preselección tiene como objetivo el estudio de la producción de las siguientes partículas: $\Lambda^0(1115)$ y su antipartícula $\bar{\Lambda}$, que decaen respectivamente en $\Lambda \rightarrow p^+\pi^-$ y $\bar{\Lambda} \rightarrow p^-\pi^+$, también la partícula $K_S^0(498)$ con decaimiento $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, además de la $K^{*0}(892)$ que decae en $K^{*0} \rightarrow K^\pm\pi^\mp$. La identificación de estas partículas proviene de la asignación de masa del par de partículas cargadas en las que decaen, que como puede notarse, decaen en una partícula positiva y en una negativa. También se pueden estudiar los decaimientos de las partículas $\Lambda(1520)$ y de $K^{*\pm}$ que decaen respectivamente en $\Lambda(1520) \rightarrow N\bar{K}$ y $K^{*\pm} \rightarrow K^\pm\pi^\pm\pi^\mp$.

Para realizar cada uno de estos estudios, las distribuciones de masa invariante de cada uno de los pares fueron seleccionadas utilizando los siguientes rangos: valores entre 400 y 600 MeV/c² para el par $\pi^+\pi^-$, entre 790 y 990 MeV/c² para los pares $K^+\pi^-$ y $K^-\pi^+$, y para el estudio de esta tesis en particular, entre 1065 y 1165 MeV/c² para los pares $p^+\pi^-$ y $p^-\pi^+$. Lo anterior nos permitió guardar en disco los eventos que contenían partículas K_S^0 , K^{*0} , $\Lambda(1115)$ y $\bar{\Lambda}$, de los cuales yo trabajé con estas dos últimas, y se estudió su producción en los datos de NA62 bajo las siguientes condiciones:

- Eventos con un vértice secundario neutro, con dos partículas cargadas asignadas a ese vértice.
- Requerimos que este vértice aparezca adelante o después del GTK3, y definimos una variable de distancia como $D = Z_{GTK3} - Z_{vtx}$.
- Requerimos que la masa invariante del par sea compatible con la masa de la $\Lambda^0(1115)$ y su antipartícula $\bar{\Lambda}^0$.
- Se realizó identificación del protón (para el caso de la $\Lambda(1115)$) y antiprotón (para el caso de la $\bar{\Lambda}$) por el RICH.

Esta última condición es necesaria debido a la cantidad de background (ruido) que se observa en los histogramas de masa invariante de los pares $p^+\pi^-$ y $p^-\pi^+$. Bajo este requisito, el background es reducido considerablemente y nos permite tener un cálculo más exacto del número de Λ 's y $\bar{\Lambda}$'s producidas. Lo anterior se mostrará en la siguiente sección, en donde los histogramas de masa invariante de los pares de partículas $p^+\pi^-$ y $p^-\pi^+$ en los que decaen respectivamente las Λ 's y $\bar{\Lambda}$'s se reducirá su

background y se definirá el pico de masa invariante en aproximadamente 1116 MeV al pedir la identificación del protón o antiprotón para el caso en el que respectivamente una partícula Λ o $\bar{\Lambda}$ decae.

4.3. Cortes principales para la selección de eventos

Dado que en este estudio se realizarán principalmente análisis de distribuciones de eventos, el ruido o background de las distribuciones estará presente a lo largo del estudio y necesitamos proponer cortes para su reducción con la finalidad de tener la mejor estadística con una distribución lo más limpia posible.

Primeramente, para tener un mejor entendimiento del proceso de reducción de background en los histogramas de masa invariante de los pares $p^+\pi^-$ y $p^-\pi^+$, y decidir si algún corte propuesto es fundamental para la reducción de ruido y aumento de estadística, es necesario obtener las gráficas completas de la distribución sin ningún corte realizado, la distribución resultante al realizar el corte y la parte de la distribución que se desecha cuando se realiza este mismo. De esta forma, al hacer una comparación entre las anteriores distribuciones, cualitativamente podemos llegar a una decisión sobre el corte propuesto.

4.3.1. Identificación de protón y antiprotón

Como se mencionó anteriormente, una de las condiciones para estudiar la hadroproducción de Λ 's y $\bar{\Lambda}$'s es la identificación del protón o antiprotón en el RICH, según sea el caso, de tal forma que el principal corte realizado a los histogramas de masa invariante de los pares de partículas $p^+\pi^-$ y $p^-\pi^+$ en los que decaen respectivamente las Λ 's y $\bar{\Lambda}$'s sucede cuando se solicita esta identificación. Como se verá a continuación, sin esta condición no es posible obtener un pico definido en la masa de Λ o $\bar{\Lambda}$, así que en los siguientes cortes que se realicen a los histogramas para reducción de background o aumento de estadística, se utilizarán los histogramas de masa invariante que ya presentan identificación de protón o antiprotón en el RICH.

Es importante aclarar que, debido a que el objetivo principal del experimento es el estudio del decaimiento (4.1), donde aparece un pión cargado, el RICH está diseñado para poder identificar piones y muones, diferenciando estos de partículas más masivas, como kaones o protones cargados. Por esa razón, a la partícula que pasa por la aceptación del RICH y no es identificada como electrón, muón y pión (en este orden), e incluso si no hace señal en el RICH por ser más lenta que el umbral,

aquí la vamos a llamar protón, aunque también podría ser un kaón. Así que cuando se pida identificación del protón en las distribuciones de masa invariante de $p^+\pi^-$, nos referimos a cuando la partícula positiva es compatible con ser un protón, que significa que el RICH lo vió y no lo reconoce como un electrón, muón o un π^+ . De la misma forma, en las distribuciones de masa invariante de $p^-\pi^+$ vamos a llamar identificación de antiprotón cuando la partícula negativa sea compatible con un anti-protón, queriendo decir que ha entrado a la aceptación del RICH y no es reconocida como un e^- , μ^- o un π^- .

En la figura 4.1 se muestra la distribución de masa invariante de $p^+\pi^-$ sin ningún corte entre 1050 y 1250 MeV/c^2 . En el eje horizontal se encuentran los bins de masa invariante con un ancho de 1 MeV/c^2 y en el eje vertical el número de entradas por bin. Nótese que en esta distribución aparece un corte en 1165 MeV/c^2 , realizado por el Dr. Jurgen Engelfried para reducir la saturación de espacios en los discos del cluster de Física de Altas Energías del IFUASLP, que señala los eventos para el análisis de producción de Λ^0 . Dado que los eventos a partir de este corte no son de interés para este estudio, las gráficas posteriores de masa invariante de $p^+\pi^-$ se mostrarán utilizando solamente el rango de 1075 - 1165 MeV/c^2 en el eje horizontal, ya que en este estudio nos interesa el pico en 1116 MeV/c^2 , el cual está muy por debajo del corte. Lo anterior se aplicará también para los histogramas de masa invariante de $p^-\pi^+$.

En la figura 4.2 se muestran dos histogramas de masa invariante de $p^+\pi^-$, donde el histograma del inciso (a) presenta la distribución con identificación del protón y el del inciso (b) la distribución resultante si no se identifica el protón.

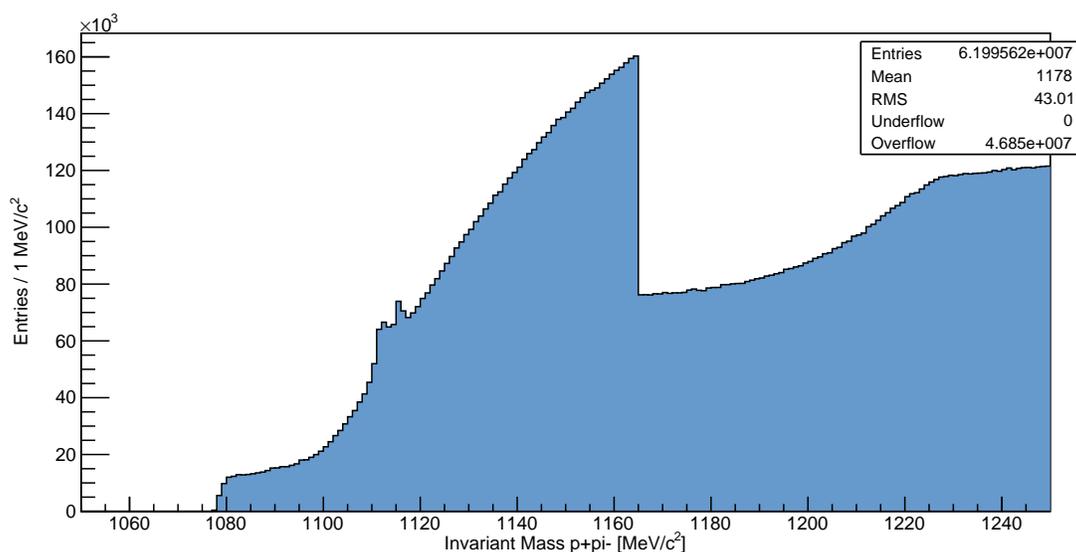


Figura 4.1 Distribución de la masa invariante de $p^+\pi^-$ sin ningún corte.

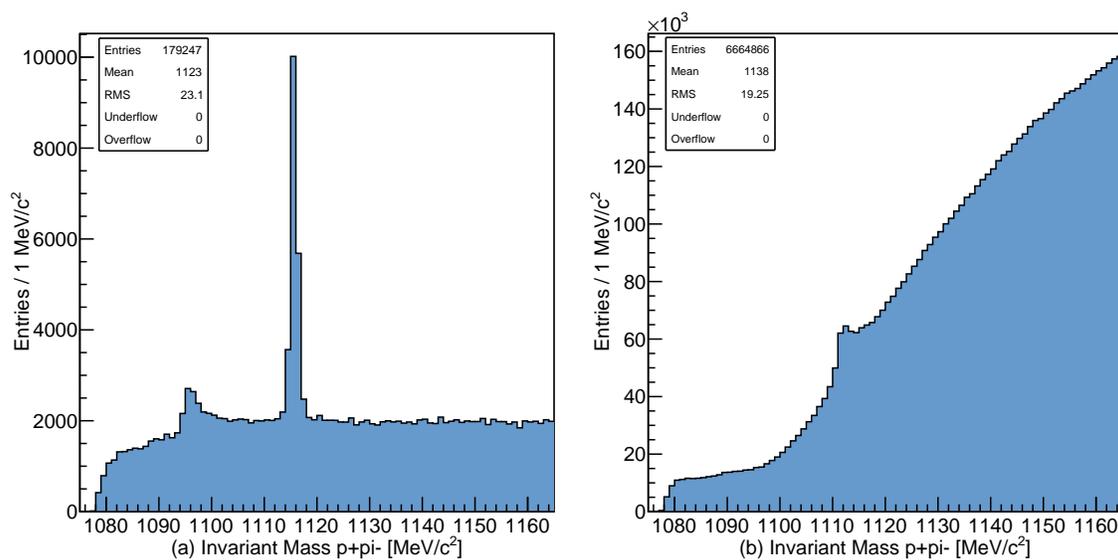


Figura 4.2 Distribuciones de la masa invariante de $p^+\pi^-$, (a) con identificación de protón, y (b) sin identificación de protón.

Como puede observarse en la figura 4.1, existe un pico aproximadamente en 1116

MeV/c^2 , en la masa nominal de la partícula Λ , pero el background por debajo del pico es alto, comparado con el tamaño del pico. Trabajar con esta distribución resultaría en un análisis con mucho más background que Λ 's, por ende, el estudio de la producción de Λ 's con la suposición de que el GTK3 funciona como un blanco fijo para el haz de kaones y piones del experimento no conllevaría a obtener conclusiones muy claras. Igualmente, aunque el histograma de la figura 4.1 parece tener muchas entradas (del orden de 10^7), alrededor del 70 % de los eventos están por arriba de la ventana de masas seleccionada (overflow), y, del resto, la mayor parte de los eventos parecen reducirse a solamente background. En cambio, cuando se solicita la identificación del protón en estos eventos, el background del pico alrededor de $1116 \text{ MeV}/c^2$ en la distribución de la figura 4.1 se reduce significativamente, que es lo que se observa en la figura 4.2a, donde podemos notar que el número de entradas incluso se redujo de 1.5×10^7 a 1.79×10^5 , que son las cantidades que se obtienen al restar las entradas que son tipo overflow para cada histograma. Esta es la razón por la que esta condición es una de las principales en la selección de eventos de este estudio y se refuerza esta noción al observar que la distribución que se desecha al no identificar el protón, figura 4.2b, es similar a la distribución del background alrededor del pico $1116 \text{ MeV}/c^2$ de la figura 4.1.

En la figura 4.3 se muestra la distribución de masa invariante de $p^-\pi^+$ sin ningún corte. Al igual que en la distribución de $p^+\pi^-$ de la figura 4.1, se puede observar en esta distribución el corte realizado por el Dr. Jurgen Engelfried en $1165 \text{ MeV}/c^2$ que se discutió anteriormente. En la figura 4.4 se muestran dos histogramas de masa invariante de $p^-\pi^+$, donde el histograma de la izquierda presenta identificación del antiprotón y el de la derecha la distribución de eventos que se desechan al no identificar el antiprotón.

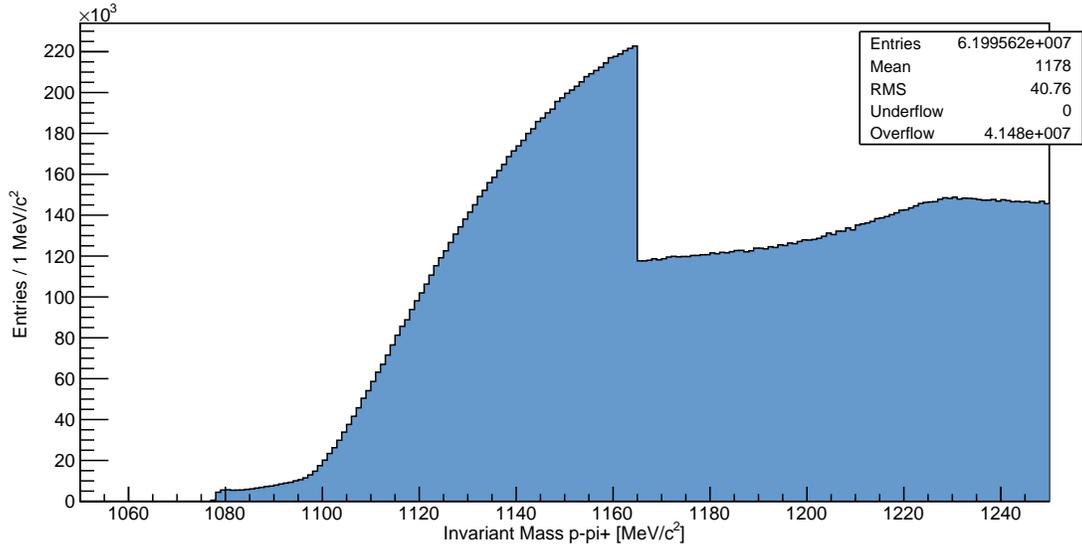


Figura 4.3 Distribución de la masa invariante de $p^- \pi^+$ sin ningún corte.

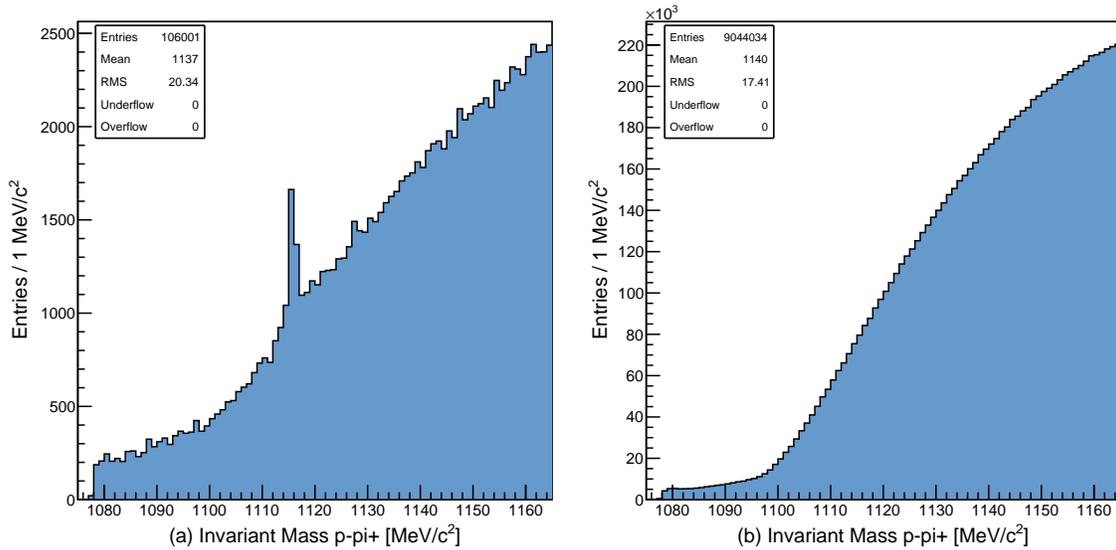


Figura 4.4 Distribuciones de masa invariante de $p^- \pi^+$ con identificación de antiprotón (derecha) y sin identificación de antiprotón (izquierda).

Como se muestra en la figura 4.3, a diferencia del caso anterior, no se observa un

pico visible en la masa invariante de $p^-\pi^+$ alrededor de $1116 \text{ MeV}/c^2$, así que trabajar con esta distribución para realizar el estudio de la producción de $\bar{\Lambda}$'s no conllevaría a ninguna conclusión. No obstante, similar a lo observado en las distribuciones de Λ 's, al solicitar la identificación del antiprotón en la masa invariante de $p^-\pi^+$, el background del pico alrededor de $1116 \text{ MeV}/c^2$ nuevamente es reducido significativamente, que es lo que se observa en el histograma de la izquierda de la figura 4.4, ya que incluso el número de eventos se redujo de 2.1×10^7 a $\sim 1 \times 10^5$, reforzando la necesidad del corte del RICH para reducir el background en el histograma de masa invariante donde no se identifica el antiprotón. De esta forma, al solicitar la identificación del antiprotón en el RICH, ya podemos obtener un pico alrededor de la masa de $\bar{\Lambda}$, con cierta cantidad de background.

También podemos preguntarnos qué sucede si solicitamos la identificación del pión en lugar del protón en las distribuciones de masa invariante de $p^+\pi^-$ y $p^-\pi^+$, o si la identificación simultánea de ambas partículas en el RICH ayudaría a la disminución del background y a la definición del pico. En la figura 4.5 se muestran las distribuciones de masa invariante de $p^+\pi^-$ que se obtienen cuando se solicita identificación del π^- , histograma de la izquierda, y cuando se solicita la identificación simultánea del protón y del pión, histograma de la derecha.

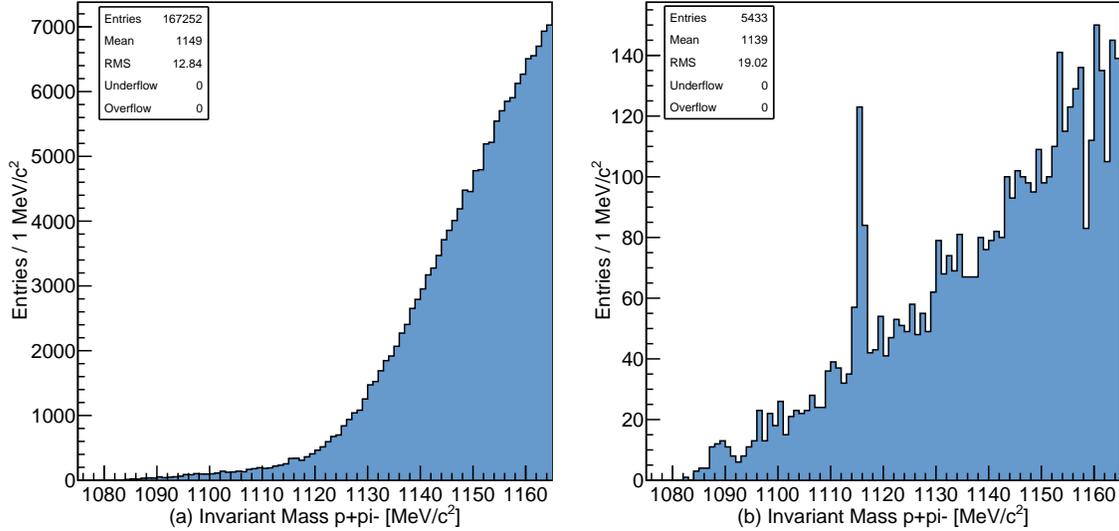


Figura 4.5 Distribuciones de la masa invariante de $p^+\pi^-$ con identificación del pión (izquierda) e identificación simultánea del protón y pión (derecha).

Como se puede observar, al solicitar solamente la identificación del pión en la distribución de masa invariante de $p^+\pi^-$ no se observa ningún pico alrededor de la masa de la partícula Λ , así que ese corte no es útil para este estudio. Al solicitar la identificación simultánea del protón y del pión sí se observa un pico alrededor de 1116 MeV/c^2 , pero la altura del pico es mucho menor que la altura que se obtiene cuando solo se solicita el protón (véase el histograma de la izquierda de 4.2). De esta forma, podemos concluir que solicitar la identificación del pión no presenta ningún elemento para realizar el estudio y solicitar la identificación simultánea del pión y el protón reduce significativamente nuestra estadística.

Sucede lo mismo para las distribuciones de masa invariante de $p^-\pi^+$. En la figura 4.6 se muestran las distribuciones de masa invariante de $p^-\pi^+$ que se obtienen cuando se solicita identificación del pión positivo, histograma de la izquierda, y cuando se solicita la identificación simultánea del antiprotón y del pión, histograma de la derecha. Puede observarse que al solicitarse solamente la identificación del π^+ no se obtiene ningún pico de masa invariante para el par $p^-\pi^+$ y que la solicitud simultánea de la identificación del π^+ y del antiprotón reduce la estadística significativamente, al igual que en el caso de los histogramas de masa invariante de $p^+\pi^-$.

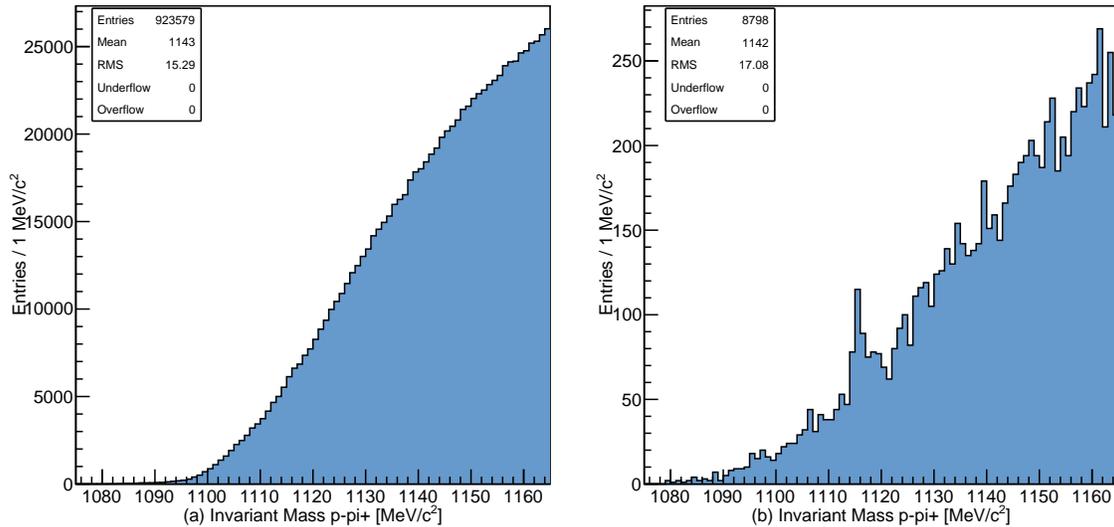


Figura 4.6 Distribución de la masa invariante de $p^-\pi^+$ con identificación del π^+ (izquierda) e identificación simultánea del p^- y π^+ (derecha).

Otros cortes propuestos para reducción de background y definición del pico en

masa de Λ o $\bar{\Lambda}$, según sea el caso, son los siguientes:

- Que el momento del par sea menor a 78 GeV en la dirección del haz, z .
- Coincidencia temporal de las dos trayectorias del vértice menor a 2 ns.
- Distancia al GTK3 mayor a 0 mm en la dirección del haz (downstream).

Para las siguientes subsecciones es importante recordar que los siguientes histogramas de masa invariante de $p^+\pi^-$ y $p^-\pi^+$ que incluyan los anteriores cortes se mostrarán solamente en el rango de 1075 - 1165 MeV/c², y, para evitar confusión con el número de entradas y los eventos tipo overflow presentes en cada una de las distribuciones, se contarán solo eventos con masas invariantes que se encuentren en este mismo rango.

4.3.2. Corte en el momento del par

El haz del experimento no tiene un valor de momento longitudinal fijo, por lo que se dice que tiene un valor central de 75 GeV/c, con una distribución alrededor de ese valor. Para nuestro análisis hemos convenido despreciar todos los eventos donde las dos partículas del vértice tengan juntas un momento mayor que el del haz, y hemos propuesto un corte para quitar los eventos donde el par partículas de tiene un momento mayor a 78 GeV/c, ya que si el momento del par es mayor a 78 GeV/c, es muy probable que este par no sea $p^+\pi^-$ o $p^-\pi^+$; por ejemplo, dos trayectorias que vienen de eventos diferentes, pero cerca en tiempo, de tal forma que la resolución temporal de los straws no permite separarlas. Esto también está relacionado con el corte en tiempo (próxima sección) entre trayectorias.

En la figura 4.7 se muestran cuatro histogramas. La figura superior izquierda presenta en azul la distribución del momento del par $p^+\pi^-$ en las regiones de masas 1050 - 1165 MeV/c², todos los eventos, y en verde la misma distribución para el rango de masas de 1114 - 1118 MeV/c², región del pico de la $\Lambda^0(1115)$, ambas sin corte en momento. La gráfica superior derecha presenta la distribución de masa invariante de $p^+\pi^-$ con identificación de protón y sin corte en momento. La distribución de masa invariante de $p^+\pi^-$ con identificación de protón y momento menor a 78 GeV/c aparece en la esquina inferior izquierda, y, por último, la distribución de masa invariante de $p^+\pi^-$ que se desecha al solicitar eventos donde el par de partículas tiene momento mayor a 78 GeV/c, pero que también incluye identificación del protón, se presenta en la esquina inferior derecha.

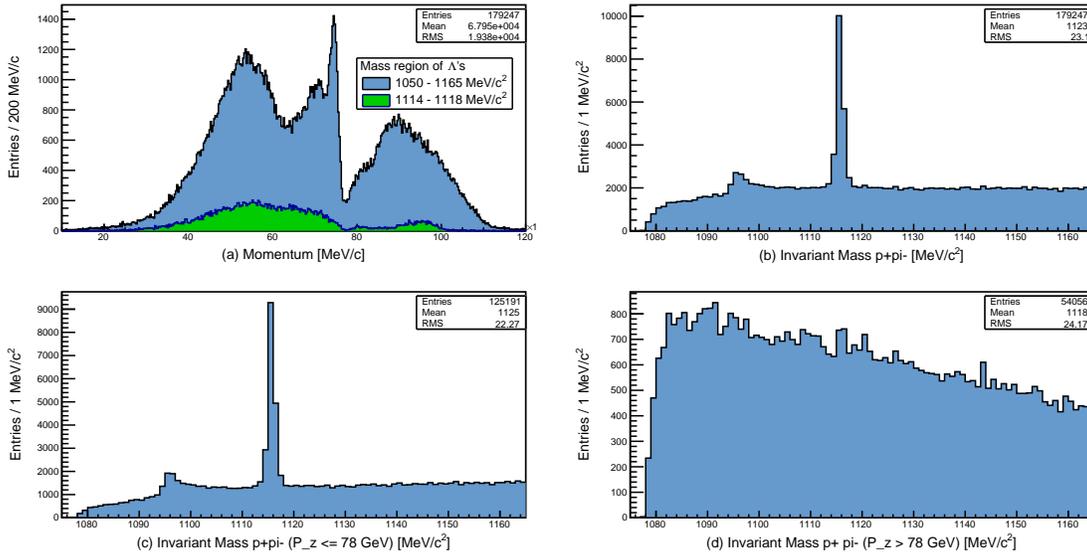


Figura 4.7 Distribuciones correspondientes a momento del par $p^+\pi^-$ en MeV/c (superior izquierda), masa invariante de $p^+\pi^-$ con identificación de protón (superior derecha), masa invariante de $p^+\pi^-$ con identificación de protón y eventos de partículas con momento menor a 78 GeV/c (inferior izquierda) y masa invariante de $p^+\pi^-$ con identificación de protón y eventos de partículas con momento mayor a 78 GeV/c (inferior derecha).

En el primer histograma, esquina superior izquierda, puede observarse cuál es la distribución de momento que la mayoría de los pares presentan o pueden llegar a tener, dependiendo de la región de masas que se examine, pero es importante notar que al extender el rango de visión para este histograma hasta 120 GeV/c, observamos que hay una gran cantidad de eventos a partir de 80 GeV/c en la región de masa definida por 1050 - 1165 MeV/c², los cuales pueden ser asociados a eventos en los que por coincidencia se obtuvo un vértice entre una partícula del haz del experimento, y alguna otra trayectoria, dando en suma un momento arriba de 78 GeV/c. Esto puede suceder en algunos casos cuando las trayectorias del haz hacen una difracción en el material del GTK, presentando una pequeña desviación, lo que hace que la trayectoria pueda asociarse por accidente con otra partícula y se forme un vértice que tenga un momento mayor a 78 GeV/c. Como puede observarse en este mismo histograma, en la región de masa de la Λ definida por 1114 - 1118 MeV/c², la cantidad de eventos a partir de 78 GeV/c disminuye considerablemente y, comparado con el número de entradas que presentan los bins de momento (igual o menor a 78 GeV/c), es casi despreciable, siendo esencialmente solo background. Lo anterior se

observa en el histograma de la esquina inferior izquierda, el cual, al ser comparado con el histograma de la esquina superior derecha de 4.7, puede notarse que el background alrededor del pico en $1116 \text{ MeV}/c^2$ disminuye en altura aproximadamente un 40 % al realizar el corte de momento menor a $78 \text{ GeV}/c$, al igual que el número de entradas disminuye un 43 % sin afectar de forma considerable el pico de partículas Λ . Por último, en la última distribución localizada en la esquina inferior derecha de la figura 4.7, nos podemos asegurar que no hay un pico definido en la masa $1116 \text{ MeV}/c^2$, lo que refuerza la noción de que estamos quitando solo background con este corte de momento, y que no estamos desechando de forma significativa partículas Λ .

De forma análoga, en la figura 4.8 se muestran los cuatro histogramas correspondientes para los pares $p^-\pi^+$. En la esquina superior izquierda, se muestran las distribuciones de momento para los pares $p^-\pi^+$ en las regiones de masas $1050 - 1165 \text{ MeV}/c^2$, en azul, y de $1114 - 1118 \text{ MeV}/c^2$, en verde, sin corte en momento. La distribución de masa invariante de $p^-\pi^+$ solo con identificación de protón aparece en la esquina superior derecha. La distribución de masa invariante de $p^-\pi^+$ con identificación de protón y momento menor a $78 \text{ GeV}/c$ aparece en la gráfica inferior izquierda, y, por último, la distribución de masa invariante de $p^-\pi^+$ con eventos donde las partículas tienen momento mayor a $78 \text{ GeV}/c$, con identificación del antiprotón, aparece en la figura inferior derecha.

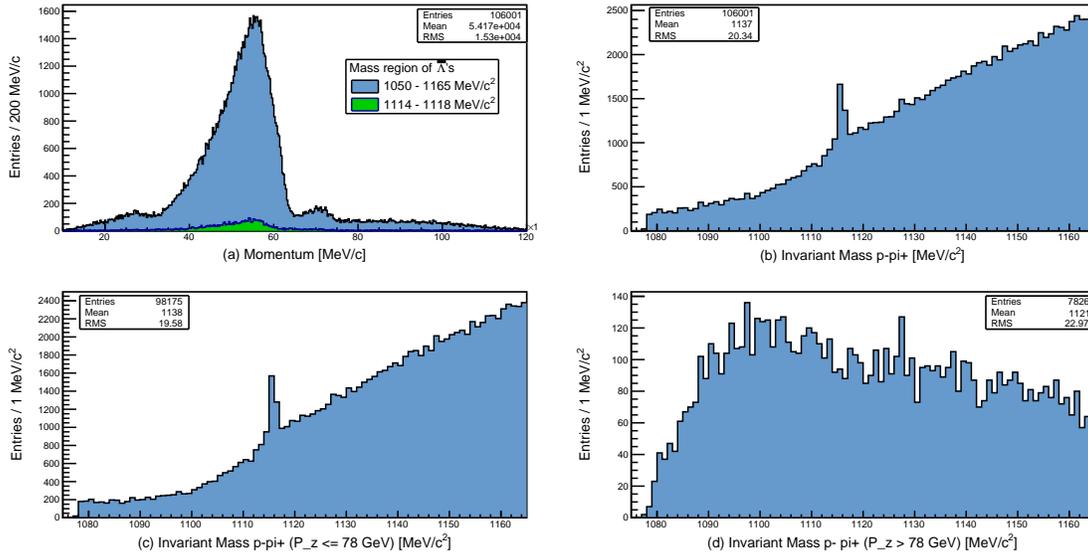


Figura 4.8 Distribuciones correspondientes a momento del par $p^-\pi^+$ en MeV/c (superior izquierda), masa invariante de $p^-\pi^+$ con identificación de protón (superior derecha), masa invariante de $p^-\pi^+$ con identificación de protón y eventos de partículas con momento menor a 78 GeV/c (inferior izquierda) y masa invariante de $p^-\pi^+$ con identificación de protón y eventos de partículas con momento mayor a 78 GeV/c (inferior derecha).

Comparemos los dos histogramas en azul en las figuras 4.7a y 4.8a. En el primero, para el par $p^+\pi^-$, se puede observar una distribución ancha entre 80 y 100 GeV/c para estos eventos que contienen un protón positivo. En cambio, en el segundo caso, para el momento del par $p^-\pi^+$, ya no se observa una gran cantidad de eventos a partir de 78 GeV/c, para estos eventos donde se tienen antiprotones. Recordando que el haz del experimento solo puede ser positivo, esta comparación refuerza la noción de que en el primer caso se trata de protones positivos del haz que, sumando al momento de alguna otra partícula, da un momento arriba de 78 GeV/c, ya que en el segundo caso se solicita identificación del antiprotón, siendo que no hay antiprotones en el haz del experimento. En esta última figura puede observarse de igual forma la disminución del background al solicitar eventos con pares cuyo momento es menor a 78 GeV/c, aunque la disminución no es tan significativa o notable como en el caso de las partículas Λ , ya que la disminución en el número de entradas es de un 7%, aproximadamente. Nuevamente, en el histograma de la esquina superior izquierda puede observarse el número de entradas por bin de momento para $\bar{\Lambda}$ donde el número de partículas que presentan un momento mayor a 78 GeV/c es muy pequeño comparado con el número

de partículas con momento menor a esta cantidad. También es importante observar el histograma que muestra la distribución donde se solicitan eventos de pares con momento mayor a 78 GeV/c (esquina inferior derecha en 4.8), ya que no se observa un pico en la masa de la partícula $\bar{\Lambda}$ que nos indique que se esté desechando una cantidad considerable de estas partículas con este corte.

4.3.3. Corte de coincidencia temporal de las trayectorias del vértice

Como se mencionó anteriormente, estamos estudiando la hadroproducción de Λ 's y $\bar{\Lambda}$'s en NA62 bajo la condición de que se tienen eventos con un vértice secundario y con dos partículas cargadas asignadas al vértice, por lo que es necesario comprobar que ambas partículas sean producidas al mismo tiempo en los decaimientos de $\Lambda^0 \rightarrow p^+\pi^-$ y su antipartícula $\bar{\Lambda}^0 \rightarrow p^-\pi^+$.

Dentro del experimento, podemos obtener el tiempo en el que cada detector encontró una partícula cargada, ya que se cuenta con una variable de tiempo para cada trayectoria, la cual se construye al comparar el tiempo de activación del GTK con los otros detectores, proporcionando una sincronización precisa que incluye una corrección del tiempo de vuelo entre diferentes detectores.

En la figura 4.9 se muestra el histograma del tiempo de detección de la primer partícula cargada (izquierda) y también de la segunda partícula detectada (derecha). En este caso, dado que estamos considerando eventos con un vértice secundario y dos partículas cargadas, no es necesario distinguir si la trayectoria o track corresponde al p^+ o al π^- en los que decae la partícula Λ , o si corresponde al p^- o al π^+ en los que decae la $\bar{\Lambda}$, ya que lo importante es la diferencia de tiempos entre los dos tracks, es decir, la diferencia de tiempo de detección entre las partículas del vértice.

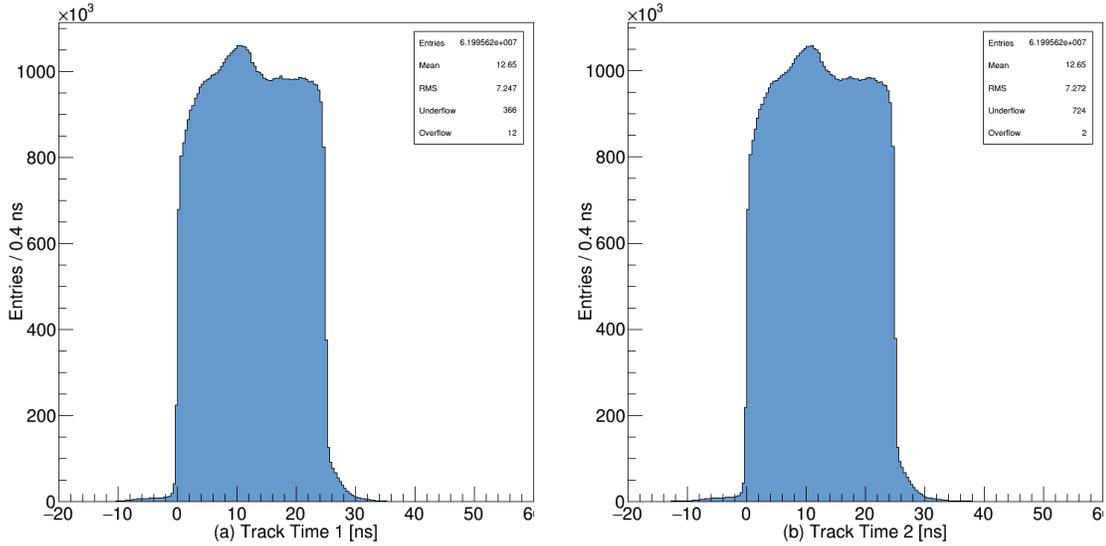


Figura 4.9 Histogramas del tiempo de detección para el primer track (izquierda) y el segundo track (derecha) del vértice. En el eje horizontal se tienen los bins de momento en ns y en el eje vertical el número de entradas por bin. Los bins de cada histograma tienen un ancho de 0.4 ns.

Ahora, si calculamos la diferencia de tiempo entre estos dos tracks y pedimos que la diferencia no sea mayor a 2 ns, definimos un corte de coincidencia temporal de las trayectorias del vértice para nuestros histogramas de masa invariante. La figura 4.10 muestra cuatro histogramas correspondientes a la distribución de la diferencia de tiempo entre el Track 1 y el Track 2 (esquina superior izquierda) teniendo en el eje horizontal bins de tiempo de ancho igual a 0.1 ns y en el eje vertical el número de entradas por bin, en escala logarítmica; la distribución de masa invariante de $p^+\pi^-$ con identificación de protón (esquina superior derecha), la distribución de masa invariante de $p^+\pi^-$ con identificación de protón y diferencia de tiempo entre Track 1 y Track 2 menor a 2ns (esquina inferior izquierda) y la distribución de masa invariante de $p^+\pi^-$ con identificación de protón y diferencia de tiempo entre Track 1 y Track 2 mayor a 2 ns (esquina inferior derecha). Para estos últimos tres histogramas se tiene en el eje vertical bins de masa invariante de $1 \text{ MeV}/c^2$ de ancho.

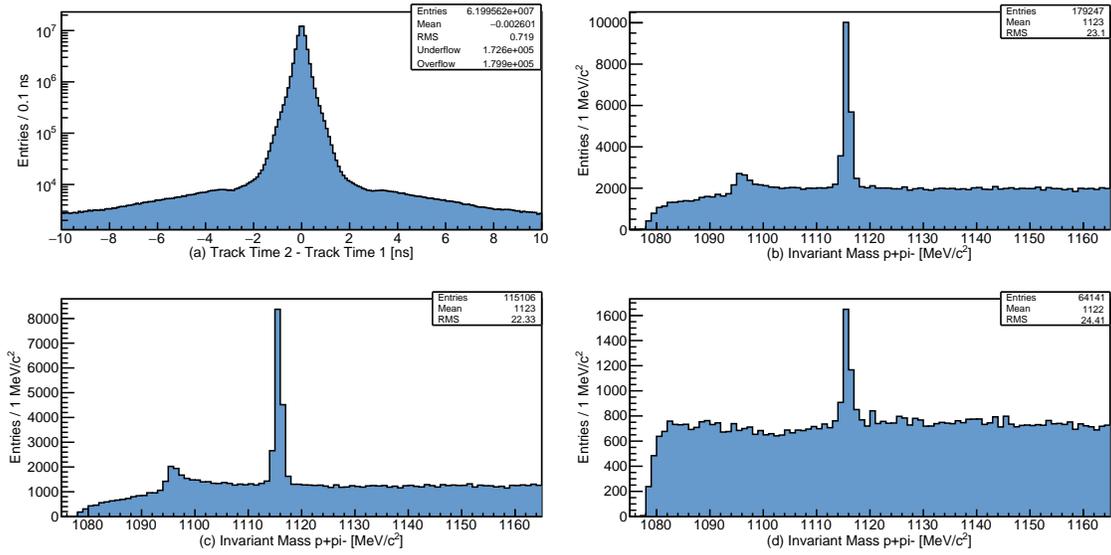


Figura 4.10 Distribuciones correspondientes a la diferencia de tiempo entre el Track 1 y el Track 2 (esquina superior izquierda), masa invariante de $p^+\pi^-$ con identificación de protón (esquina superior derecha), masa invariante de $p^+\pi^-$ con identificación de protón y diferencia de tiempo entre Track 1 y Track 2 menor a 2 ns (esquina inferior izquierda) y masa invariante de $p^+\pi^-$ con identificación de protón y diferencia de tiempo entre Track 1 y Track 2 mayor a 2 ns (esquina inferior derecha).

Como se muestra en esta última figura, al solicitar que la diferencia de tiempo entre los tracks sea menor a 2ns, el background alrededor del pico en la masa de Λ se reduce significativamente, que es lo que se observa en el histograma de la esquina inferior izquierda en 4.10, ya que la altura del background disminuye aproximadamente de 2000 a 1200, lo que es un 40 %. No obstante, aunque en el histograma de la esquina inferior derecha puede observarse un pico definido de Λ 's, lo cual significa que estamos desechando cierta cantidad de partículas Λ al hacer el corte de coincidencia de tiempo, debemos notar que la altura de este pico tiene relación 1 a 1 con el background, aproximadamente, mientras que el pico en el histograma de la esquina inferior izquierda tiene relación 7 a 1 con el background, de tal forma que el corte de coincidencia temporal de las trayectorias del vértice reduce el background y define más el pico sin despreciar de forma significativa partículas Λ para el estudio.

En el trabajo que esta colaboración está haciendo sobre la producción de K_S^0 's, que es un análisis similar al que aquí presentamos, el corte de 2 ns termina tirando

un pequeño porcentaje de K_S^0 's, debido a la diferencia en resolución temporal de los tres diferentes detectores que usamos para medir el tiempo de cada trayectoria, siendo la resolución de los straws menor que la del RICH o el CHOD. En ese caso, perdemos menos eventos con este corte, que los que vemos que perdemos en la figura 4.10d, debido a que los piones normalmente pasan por la aceptación del RICH, que tiene la mejor resolución temporal de estos tres detectores. En el caso de $\bar{\Lambda}^0$'s, los (anti-)protones tienen menor probabilidad de llegar a la aceptación del RICH, por lo que la razón de tener un mayor número de eventos rechazados con ese corte en este análisis, es el hecho de tener un protón o antiprotón en el estado final buscado.

Para el caso de los pares $p^-\pi^+$ se realizó el mismo corte a los histogramas de masa invariante y se obtuvieron los siguientes resultados. En la figura 4.11 se muestran cuatro histogramas nuevamente, correspondientes a la distribución de la diferencia de tiempo entre el Track 1 y el Track 2 (esquina superior izquierda), la distribución de masa invariante de $p^-\pi^+$ con identificación de antiprotón (esquina superior derecha), la distribución de masa invariante de $p^-\pi^+$ con identificación de antiprotón y diferencia de tiempo entre Track 1 y Track 2 menor a 2ns (esquina inferior izquierda), y la distribución de masa invariante de $p^-\pi^+$ con identificación de antiprotón y diferencia de tiempo entre Track 1 y Track 2 mayor a 2 ns (esquina inferior derecha).

A diferencia del caso anterior, podemos notar que el background alrededor del pico en el histograma de la esquina inferior derecha es más parecido al pico que en los eventos seleccionados, pues no se tiene un pico muy definido alrededor de 1116 Mev/ c^2 , lo que significa que el corte de la diferencia de tiempo entre el Track 1 y el Track 2 menor a 2 ns elimina sobre todo background y desecha una cantidad pequeña de partículas $\bar{\Lambda}$. Esto puede observarse en el histograma de masa invariante localizado en la esquina inferior izquierda, aunque no de forma muy significativa, ya que el punto más alto del background disminuye de 2500 a 2200, aproximadamente. De esta forma, aunque el corte no es tan bueno, se procedió a hacer lo mismo que en $p^+\pi^-$, y la razón por la que aún aparecen $\bar{\Lambda}$'s en los eventos no seleccionados es la misma que fue explicado arriba para el caso de las Λ 's.

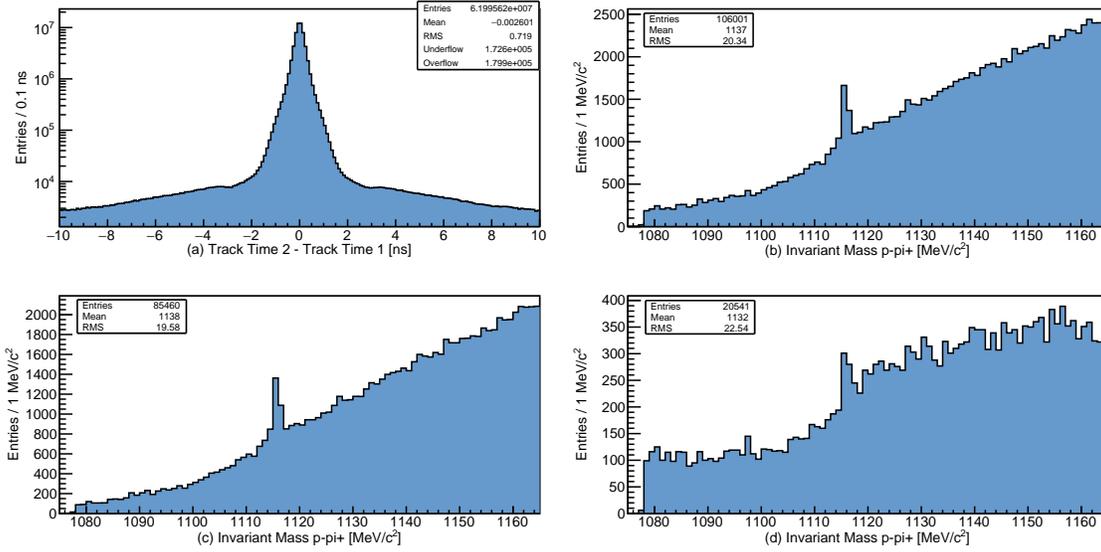


Figura 4.11 Distribuciones correspondientes a la diferencia de tiempo entre el Track 1 y el Track 2 (esquina superior izquierda), masa invariante de $p^- \pi^+$ con identificación de protón (esquina superior derecha), masa invariante de $p^- \pi^+$ con identificación de protón y diferencia de tiempo entre Track 1 y Track 2 menor a 2 ns (esquina inferior izquierda) y masa invariante de $p^- \pi^+$ con identificación de protón y diferencia de de tiempo entre Track 1 y Track 2 mayor a 2 ns (esquina inferior derecha).

4.3.4. Corte de distancia al GTK3

Una de las variables a considerar cuando se proponen cortes para este estudio es la distancia entre el vértice secundario y el GTK3. Como se ha mencionado anteriormente, este estudio está basado en la suposición de que el GTK3 funciona como un blanco fijo para el haz de piones, protones y kaones del experimento NA62, así que se espera que la hadroproducción de Λ 's y $\bar{\Lambda}$'s sea en el GTK3, que decaerán entonces en $p^+ \pi^-$ y $p^- \pi^+$ respectivamente, por lo que vamos a proponer un corte en el que solicitamos que la distancia entre el vértice secundario y el GTK3 sea mayor que 0.

En la figura 4.12 se muestran las distribuciones de masa invariante de $p^+ \pi^-$ con identificación del protón para diferentes cortes de distancia entre el vértice y el GTK3. Las distribuciones que se muestran en esta figura corresponden a los histogramas de masa invariante de $p^+ \pi^-$ con cortes donde la distancia del vértice al GTK3 tiene

valores: menores a -500 mm, entre -500 y 0 mm, entre 0 y 500 mm, entre 500 y 1500 mm, mayores de 1500 mm y mayores que 0 mm, respectivamente en el orden de izquierda a derecha y de arriba a abajo.

Como puede observarse en la figura, en los histogramas donde el corte de la distancia al GTK3 es negativa, se tiene un pico de Λ 's con tamaño menor o igual al background que tiene por debajo ese pico, y podemos observar que la mayor cantidad de Λ 's se encuentran a partir de la posición del GTK3.

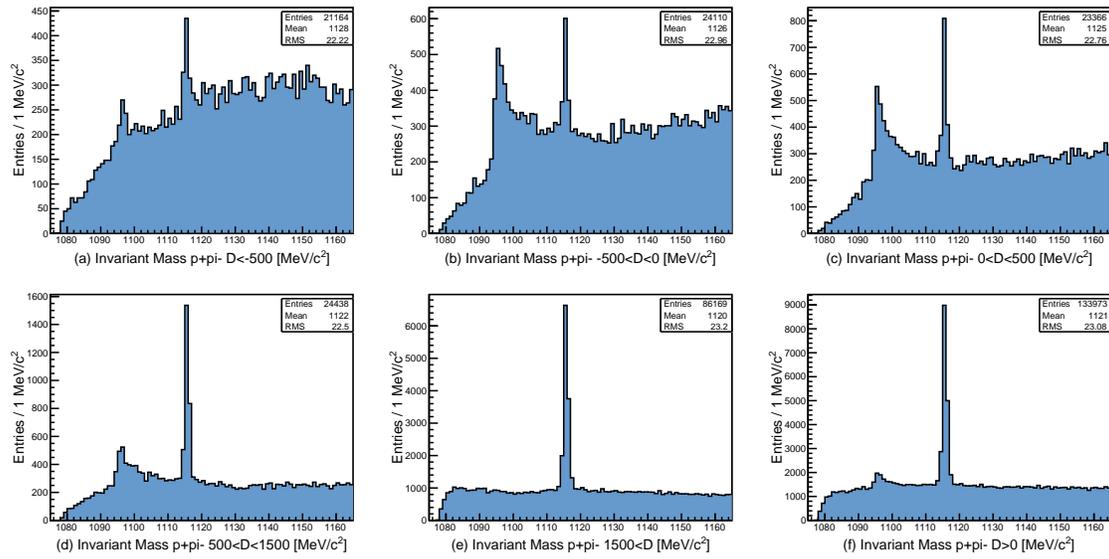


Figura 4.12 Distribuciones de masa invariante de $p^+\pi^-$ con identificación del proton y corte de distancia del vértice secundario al GTK3.

La figura 4.13 muestra cuatro histogramas correspondientes al corte propuesto. Primero, la distribución de la distancia entre el vértice y el GTK3, representada por $D = ZVTX - ZGTK3$ para vértices en donde la masa invariante de los pares $p^+\pi^-$ está entre 1075-1165 MeV/c^2 , aparece en la esquina superior izquierda de la figura. Ésta además ya tiene la identificación del antiprotón como corte inicial. La distribución de masa invariante de $p^+\pi^-$ con identificación de protón, sin corte en distancia, aparece en la esquina superior derecha; la distribución de $p^+\pi^-$ con identificación de protón y distancia del vértice al GTK3 $D > 0$ se encuentra en la esquina inferior izquierda, y la distribución de masa invariante de $p^+\pi^-$ con identificación de protón y distancia del vértice al GTK3 menor a 0, aparece en la esquina inferior derecha.

En este caso, como puede observarse en la figura 4.13, al solicitar que la distancia del vértice al GTK3 sea positiva, se disminuye el número de entradas en el histograma de masa invariante de $p^+\pi^-$ con solo identificación del protón de 179247 a 133973 (aproximadamente una reducción del 25%) y, lo más importante, el número de Λ 's que se desechan al realizar este corte es muy pequeño, ya que aunque se puede apreciar un pico alrededor 1116 MeV/c² en el histograma de la esquina inferior derecha, la relación entre la altura del pico y la altura del background no es comparable a la relación que se observa en el histograma inferior izquierdo, lo cual era de esperarse, pues esto fue discutido y observado anteriormente con los histogramas de la figura 4.12.

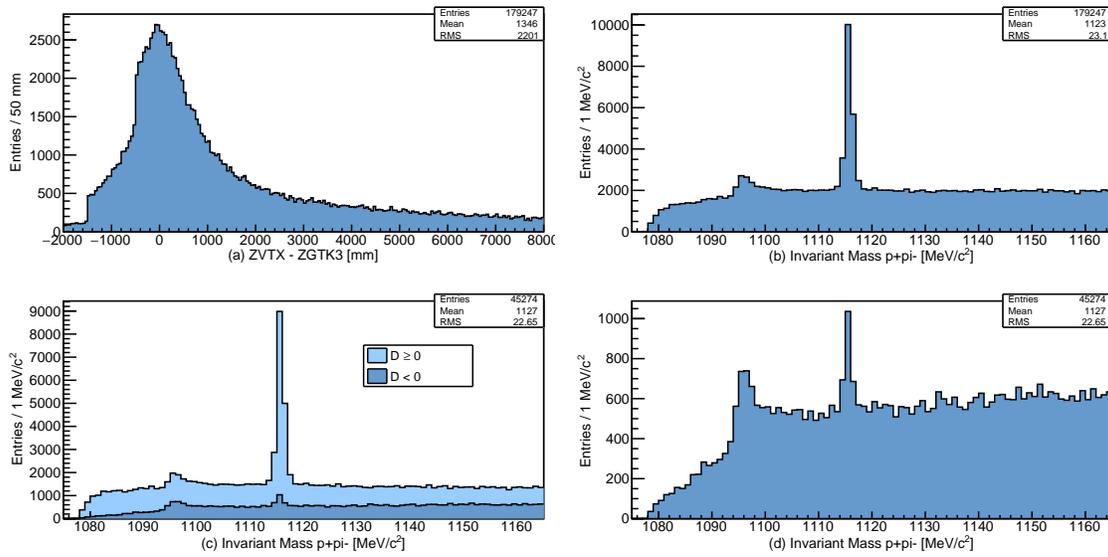


Figura 4.13 Distribuciones correspondientes a la distancia entre el vértice y el GTK3 (esquina superior izquierda), masa invariante de $p^+\pi^-$ con identificación de protón (esquina superior derecha), masa invariante de $p^+\pi^-$ con identificación de protón y distancia del vértice al GTK3 mayor que 0 (esquina inferior izquierda) y masa invariante de $p^+\pi^-$ con identificación de protón y distancia del vértice al GTK3 menor que 0 (esquina inferior derecha).

En el caso de antilambdas, se realizaron los mismos cortes de distancia entre el vértice y el GTK3 para los histogramas de masa invariante de $p^-\pi^+$. En la figura 4.14 se muestran las distribuciones de masa invariante de $p^-\pi^+$, con identificación del antiprotón, para diferentes cortes de distancia entre el vértice y el GTK3. En este caso no se observa ningún pico definido de $\bar{\Lambda}$'s en los histogramas donde el corte de

la distancia al GTK3 es negativa, mientras que en los demás histogramas, donde va aumentando la distancia al GTK3, empieza a aparecer este pico, así que se espera que el corte de distancias positivas del vértice al GTK3 se reduzca principalmente background y se pierdan muy pocas partículas $\bar{\Lambda}$. Esto también justifica que se haga el mismo corte de distancia entre el vértice y el GTK3 mayor que 0 para los eventos $p^-\pi^+$.

La figura 4.15 muestra de igual forma cuatro histogramas correspondientes a la distribución de la distancia entre el vértice y el GTK3 representada por $ZVTX - ZGTK3$ (esquina superior izquierda) para vértices en donde la masa invariante de los pares $p^-\pi^+$ está entre 1165 - 1075 MeV/c^2 , además de presentar identificación del antiprotón, teniendo en el eje horizontal bins de distancia de 50 mm de ancho y en el eje vertical el número de entradas por bin; también se tiene la distribución de masa invariante de $p^-\pi^+$ con identificación de protón (esquina superior derecha), la distribución de masa invariante de $p^-\pi^+$ con identificación de protón y distancia del vértice al GTK3 mayor a 0 (esquina inferior izquierda) y la distribución de masa invariante de $p^-\pi^+$ con identificación de protón y distancia del vértice al GTK3 menor a 0 (esquina inferior derecha). Análogamente para estos últimos tres histogramas se tiene en el eje vertical bins de masa invariante de 1 MeV/c^2 de ancho y en el eje vertical el número de entradas por bin.

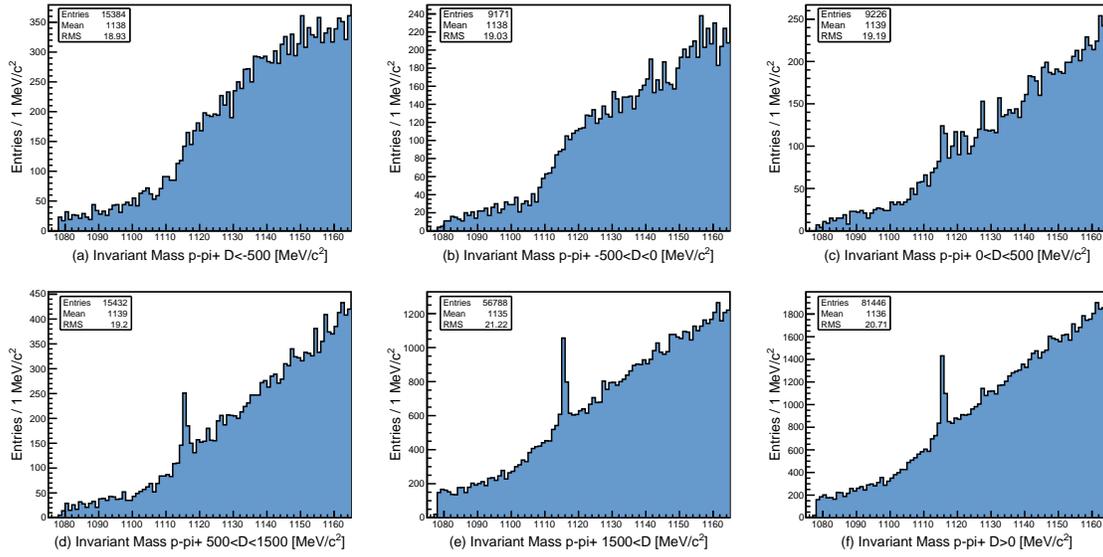


Figura 4.14 Distribuciones de masa invariante de $p^-\pi^+$ con identificación del proton y diferentes distancias del vértice secundario al GTK3.

Similar al caso de partículas Λ , la reducción en el número de entradas es de aproximadamente 23% al realizar el corte de distancia entre el vértice y el GTK3 mayor a 0, con la diferencia de que no se observa ningún pico alrededor de 1116 MeV/c^2 en el histograma de la esquina inferior derecha de la figura 4.15, lo que significa que el número de partículas $\bar{\Lambda}$ que se desechan al realizar este corte es insignificante y que ayuda a reducir sobre todo background.

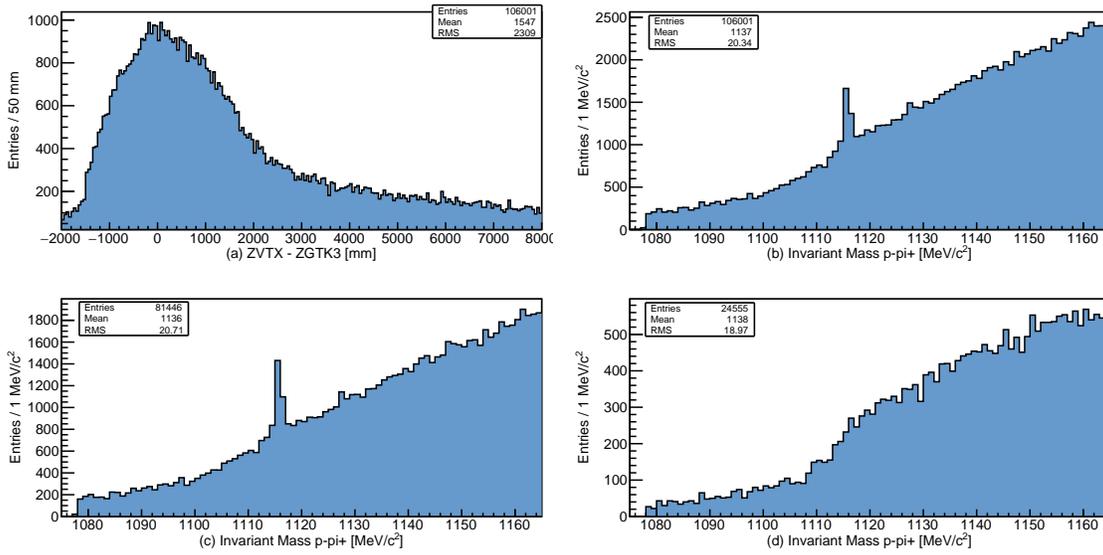


Figura 4.15 Distribuciones correspondientes a la distancia entre el vértice y el GTK3 (esquina superior izquierda), masa invariante de $p^-\pi^+$ con identificación de protón (esquina superior derecha), masa invariante de $p^-\pi^+$ con identificación de protón y distancia del vértice al GTK3 mayor que 0 (esquina inferior izquierda) y masa invariante de $p^-\pi^+$ con identificación de protón y distancia del vértice al GTK3 menor que 0 (esquina inferior derecha).

4.4. Gráfica de Armenteros-Podolanski

Como se estudió en el capítulo anterior, la gráfica de Armenteros Podolanski es utilizada en el análisis de decaimiento a dos cuerpos, permitiéndonos identificar partículas utilizando solamente la cinemática de las mismas. Así que, para terminar con este capítulo, como un primer resultado indicativo de que existe hadroproducción de partículas Λ y $\bar{\Lambda}$ en el experimento NA62 con la hipótesis de que el GTK3 actúa como blanco fijo, en la figura 4.16 pueden observarse las elipses teóricas que corresponden a las partículas $\Lambda \rightarrow p^+\pi^-$, $\bar{\Lambda} \rightarrow p^-\pi^+$, $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, $K^{*0} \rightarrow K^\pm\pi^\mp$, $\Lambda(1520) \rightarrow p^+K^-$ y $\phi(1020) \rightarrow K^+K^-$, mientras que en la figura 4.17 se muestra la gráfica de Armenteros Podolanski que se obtiene de los datos del grupo 2018E al graficar en el eje horizontal la asimetría del momento longitudinal y en el eje vertical el momento transversal del decaimiento a dos cuerpos, es decir, del par de trayectorias del vértice. Esta gráfica ya presenta los cortes anteriormente mencionados en este capítulo, incluyendo la identificación del protón y el antiprotón.

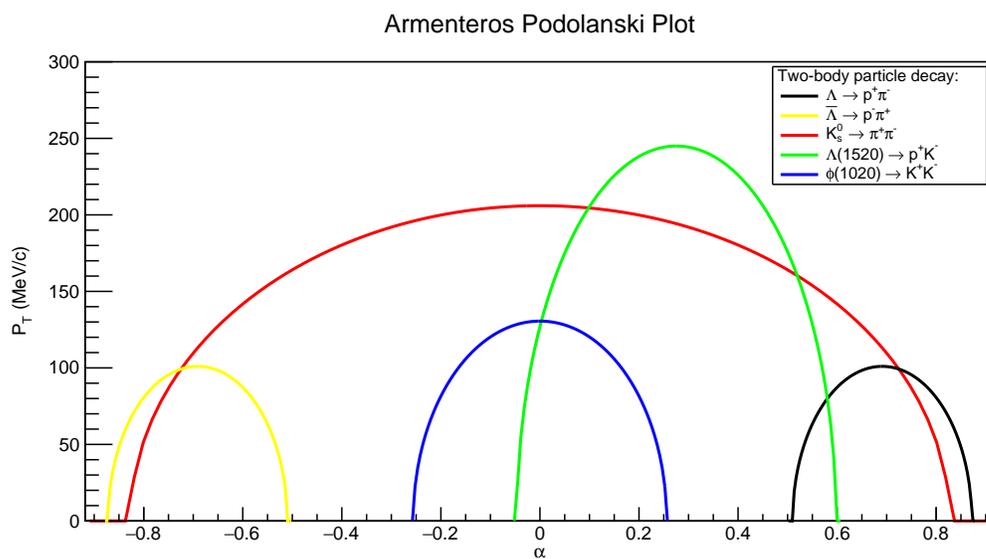


Figura 4.16 Gráfica de Armenteros Podolanski con las elipses teóricas correspondientes a las partículas Λ , $\bar{\Lambda}$ y K_s^0 , las cuales se pueden distinguir de acuerdo a la simbología.

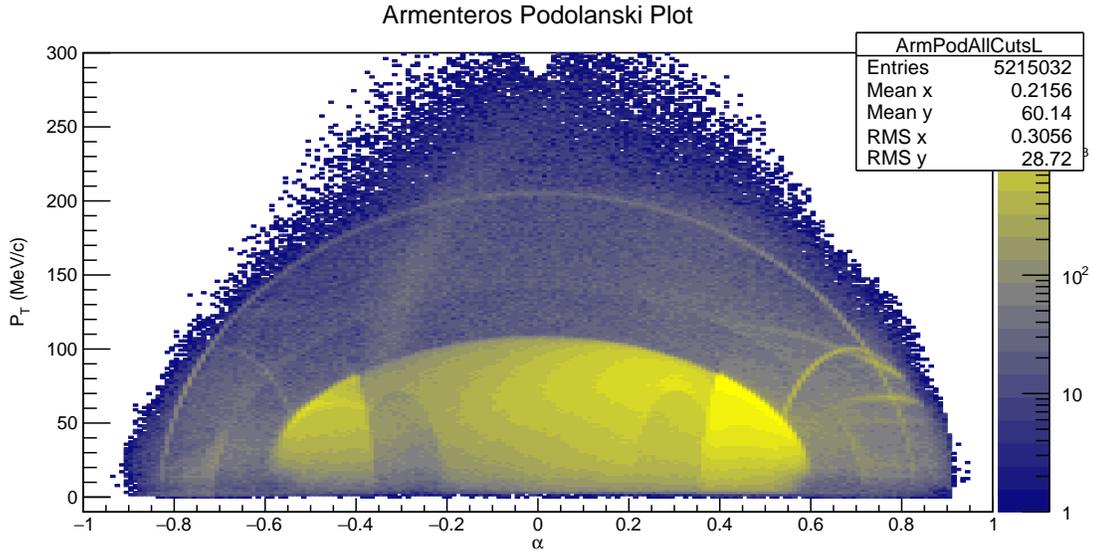


Figura 4.17 Gráfica de Armenteros Podolanski que se obtiene con los datos 2018E del experimento con corte de distancia del vértice al GTK3 mayor a 0, coincidencia temporal menor a 2 ns, momento menor a 78 GeV/c e identificación de protón y antiprotón. La escala en el eje Z es logarítmica.

Al comparar estas dos últimas figuras debe notarse principalmente que las elipses teóricas de Λ 's y $\bar{\Lambda}$ que se centran en -0.68 y 0.68 con máximo en $P_T = 101 \text{ MeV}/c$, aproximadamente, son realmente visibles en la gráfica 2D de Armenteros Podolanski que se obtiene con los datos del 2018E, lo que nos lleva a concluir que existe hadroproducción, por choques del haz con el GTK3, de partículas Λ y $\bar{\Lambda}$ que decaen de forma respectiva en $p^+\pi^-$ y $p^-\pi^+$. Además, es importante notar la predominancia de partículas Λ sobre $\bar{\Lambda}$, ya que la elipse de partículas Λ es más visible en la gráfica, lo cual era de esperarse, debido a que el número de partículas $\bar{\Lambda}$ que se producen en el experimento es considerablemente menor al número de partículas Λ debido al haz positivo de partículas, que es lo que se puede deducir al comparar la altura de los picos alrededor de $1116 \text{ MeV}/c^2$ de los histogramas de masa invariante de $p^+\pi^-$ y $p^-\pi^+$. También se observa la elipse distintiva de los K_s^0 's, e incluso más predominante en la gráfica 2D, al igual de que podemos notar una mayor cantidad de éstos comparando con el número de partículas Λ y $\bar{\Lambda}$ que se producen en los mismos datos del 2018E del experimento.

Aunque se observan otras elipses predominantes en la colorimetría de la gráfica de Armenteros Podolanski obtenida para los datos del 2018E, no hemos podido

identificar o asociar estas elipses a alguna partícula que decaiga en dos cuerpos, pero se espera seguir investigando a qué se debe esta predominancia en color y forma. Como primer intento, se realizó la comparación con la partícula $\Lambda(1520) \rightarrow p^- K^+$, pero al realizar el cálculo de la elipse distintiva de Armenteros Podolanski de esta partícula, no se encontró ninguna coincidencia con las otras curvas que aparecen en la gráfica de datos. Aún así, se espera comparar con otro decaimiento a dos cuerpos que coincida con las elipses observadas.

En la siguiente sección realizaremos ajustes a las distribuciones de masa invariante de los pares $p^+\pi^-$ y $p^-\pi^+$ con el objetivo de estudiar la producción de partículas Λ^0 y $\bar{\Lambda}^0$ como función de la distancia y el momento. Para este último incluso se realizará por haces diferentes.

Capítulo 5

Análisis de la producción de $\Lambda(1115)$ y su antipartícula

5.1. Producción como función de la distancia D

Como un primer análisis de la hadroproducción de $\Lambda(1115)$ y con la suposición que el GTK3 funciona como blanco fijo para el haz del experimento, se decidió analizar su producción en términos de la distancia entre el vértice y el GTK3, D , con la finalidad de obtener un estimado del tiempo de vida correspondiente a cada partícula y comparar este valor con lo señalado por el Particle Data Group, a modo de corroboración de nuestros análisis.

Para realizar lo anterior, como primera instancia vamos a contar el número de partículas Λ ó $\bar{\Lambda}$ presentes en bins de distancia a partir del GTK3. Este número se obtiene contando la cantidad de Λ 's que poseen los picos presentes en las distribuciones de masa invariante de $p^\pm\pi^\mp$, los cuales ajustamos mediante una gaussiana cuya anchura σ es debida a la precisión experimental. Considerando el background, para obtener el número de eventos debajo de los picos se realizó un ajuste a los histogramas de masa invariante de $p^+\pi^-$ en el rango 1116 ± 15 MeV/ c^2 utilizando la siguiente función:

$$f(m) = \frac{N}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-(m-m_0)^2/\sigma^2} + a_0 + a_1(m - m_0) + a_2(m - m_0)^2, \quad (5.1)$$

donde el primer término es una función gaussiana normalizada que ajusta el pico de la distribución de masa invariante, y los últimos tres términos señalan a un polinomio de grado 2 que ajusta el background que se encuentra alrededor del pico, debido a

que es difícil ajustar bien el background en todo el rango de masas graficado, y trasladado en el eje horizontal de manera que a_0 dé la altura del background debajo del pico. Las constantes N, m_0, σ, a_0, a_1 y a_2 son parámetros a obtener una vez realizado el ajuste.

Debido a que estamos haciendo el ajuste con una función gaussiana normalizada, el parámetro N nos proporciona directamente el número de partículas Λ ó $\bar{\Lambda}$ presentes en la distribución. Esto es así debido a que estamos usando en nuestras distribuciones bins de $1 \text{ MeV}/c^2$, pero es importante mencionarlo ya que en realidad el parámetro N en la función de ajuste realmente cuenta los eventos de acuerdo a los bins usados, es decir, depende del ancho de los bins del histograma, de manera que en realidad $N_{\text{Events}} = N/b_{\text{width}}$, donde b_{width} es el ancho del bin en la distribución, el cual debe ser un parámetro fijo en el ajuste, y N_{Events} es el número real de eventos, el número que realmente queremos obtener al realizar el ajuste. Con la elección de bins de $1 \text{ MeV}/c^2$ de anchura N y N_{Events} son iguales. Entonces, cuando nos refiramos al número de eventos o partículas Λ o $\bar{\Lambda}$ presentes en las distribuciones de masa invariante, éste será dado por N .

En la figura 5.1 se muestra la distribución de masa invariante de $p^+\pi^-$ con identificación de protón y los cortes descritos en el capítulo anterior. En el eje horizontal se tienen los bins de masa invariante de ancho igual a $1 \text{ MeV}/c^2$ y en el eje vertical el número de entradas por bin. Es importante mencionar que cualquier histograma de masa invariante que se muestre a partir de ahora ya incluirá identificación de protón y los cortes de momento menor a $78 \text{ GeV}/c$, coincidencia temporal menor a 2 ns y distancia entre el vértice y el GTK3 mayor a 0 , los cuales fueron descritos y explicados en el capítulo anterior.

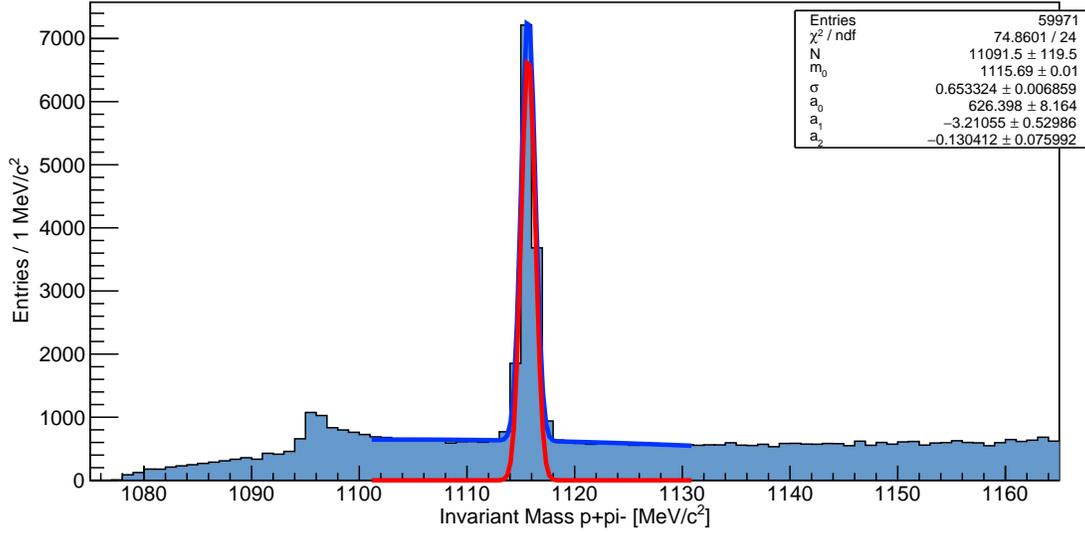


Figura 5.1 Masa invariante de $p^+\pi^-$ que incluye todos los cortes descritos en el capítulo anterior. La línea azul es la curva que ajusta tanto el background como el pico de la distribución, mientras que la línea roja representa solo la gaussiana normalizada sin la parte que ajusta el background. En la tabla se muestran los valores para los parámetros m_0 , σ , a_0 , a_1 y a_2 que mejor ajustan la distribución, así como el número de partículas Λ que se obtienen para esta distribución dado por N.

Obtenemos el siguiente valor para la masa de la Λ^0 :

$$m_\Lambda = 1115.69 \pm 0.01 \text{ MeV}/c^2 \quad (5.2)$$

y se puede comparar con el valor reportado en el PDG:

$$m_{\Lambda, PDG} = 1115.683 \pm 0.006 \text{ MeV}/c^2. \quad (5.3)$$

El error reportado solo es estadístico, el estudio de los errores sistemáticos está fuera del alcance de este trabajo, y será realizado al inicio del proyecto de doctorado.

A partir del ajuste obtenemos directamente el número de eventos bajo la gaussiana, el cual es $N = 11091.5 \pm 119.5$, el valor central de la masa de $p^+\pi^-$, $m_0 = 1115.69 \pm 0.01$, compatible con la masa de la $\Lambda^0(1115)$, así como el ancho del pico, $\sigma = 0.6533 \pm 0.0069$.

Una vez obtenido el valor central de la gaussiana m_0 y la desviación estándar σ del ajuste realizado a la distribución de masa invariante de $p^+\pi^-$ para todos los eventos, figura 5.1, se procedió a dividir los histogramas de masa invariante de $p^+\pi^-$ en bins de la distancia entre el vértice y el GTK3, es decir, en bins de la variable $D = ZVTX - ZGTK3$, y se realizaron de igual forma ajustes para el pico y el background con la función 5.1, fijando los valores de los parámetros $m_0 = 1115.69$ y $\sigma = 0.6533$ en cada ajuste por bin de distancia, con la finalidad de evitar que el ajuste al número de eventos en el pico sea distorsionado por el background que va cambiando de bin a bin. Los histogramas de las figuras 5.2, 5.3, 5.4 y 5.5 muestran las distribuciones de masa invariante de $p^+\pi^-$ obtenidas en bins de distancia desde 0 hasta 19000 mm con un ancho de 500 mm.

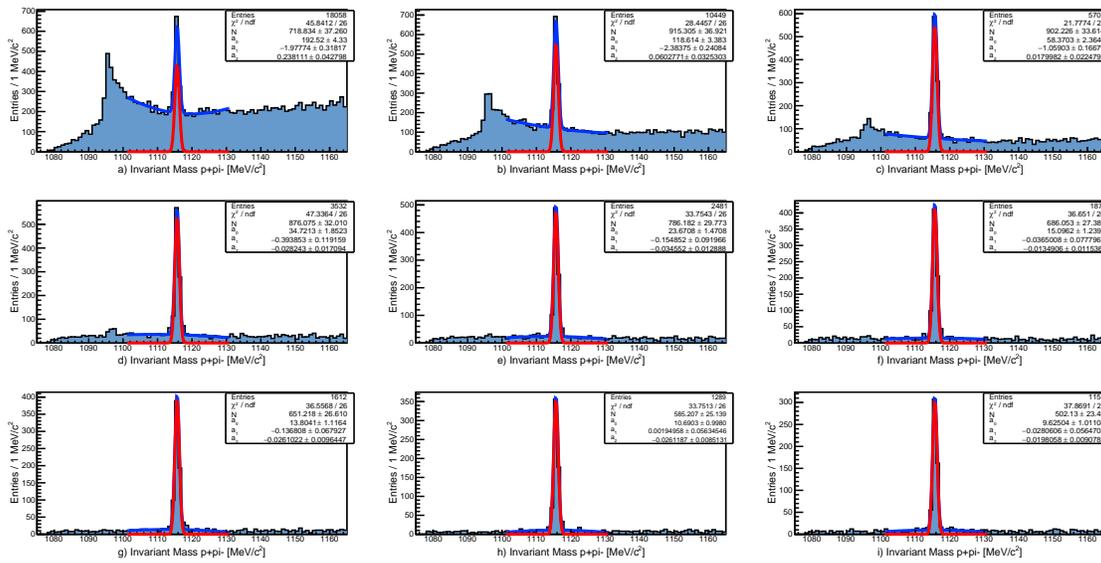


Figura 5.2 Distribuciones de masa invariante de $p^+\pi^-$ en bins de distancia, de 0 a 4500 mm.

Análisis de la producción de $\Lambda(1115)$ y su antipartícula

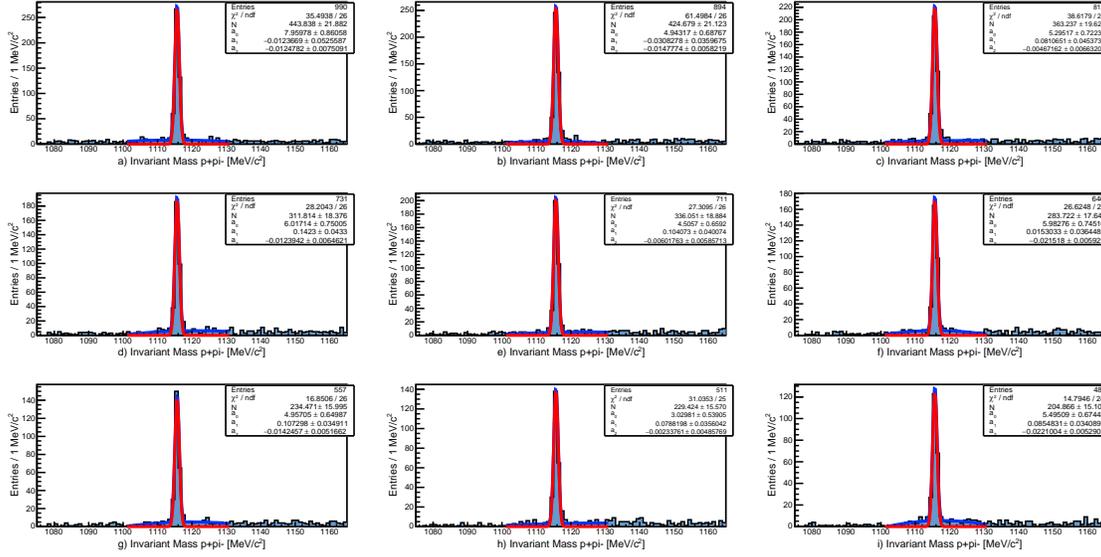


Figura 5.3 Distribuciones de masa invariante de $p^+\pi^-$ en bins de distancia, de 4500 a 9000 mm.

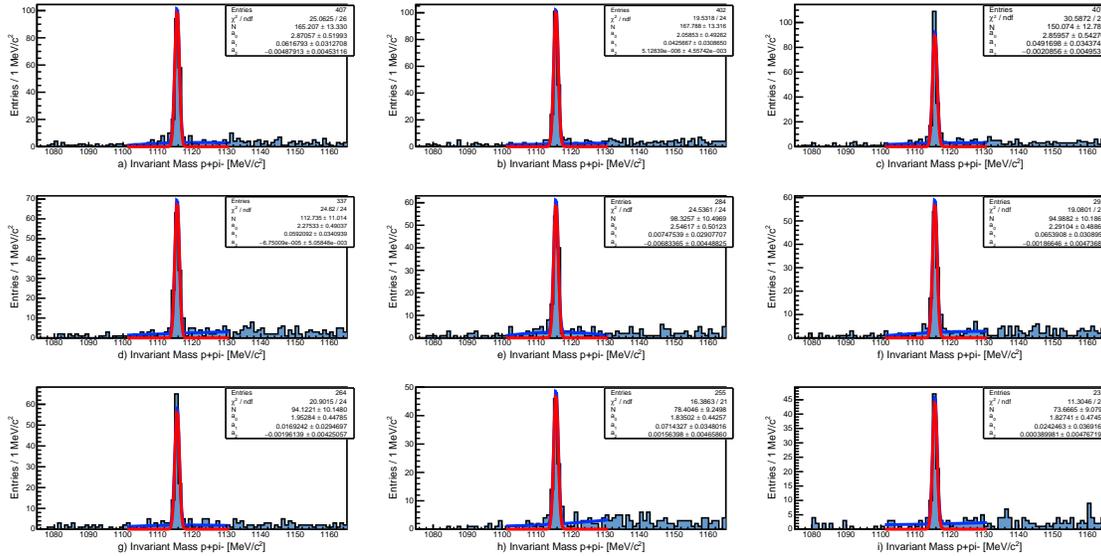


Figura 5.4 Distribuciones de masa invariante de $p^+\pi^-$ en bins de distancia, de 9000 a 13500 mm.

Análisis de la producción de $\Lambda(1115)$ y su antipartícula

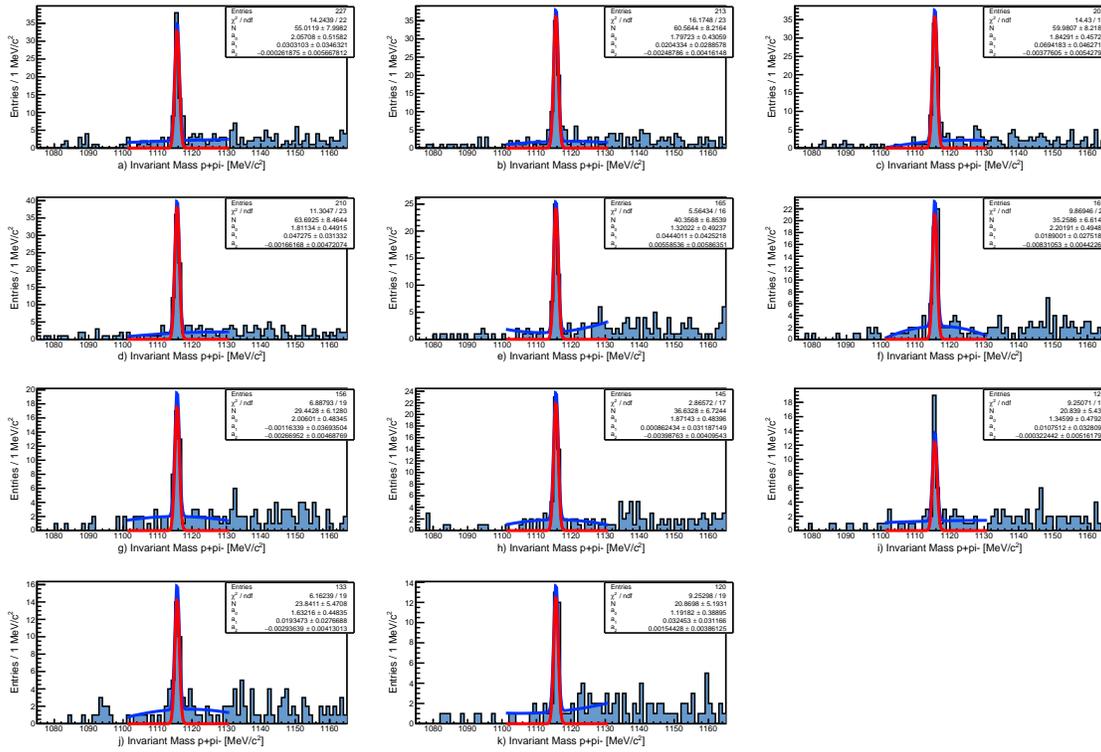


Figura 5.5 Distribuciones de masa invariante de $p^+\pi^-$ en bins de distancia, de 13500 a 19000 mm.

Al graficar el número de eventos N por cada bin de distancia, se obtiene una curva que puede ajustarse a la siguiente función exponencial:

$$f(x) = Ae^{-x/k}, \quad (5.4)$$

donde A y k son los parámetros a obtener una vez realizado el ajuste. En la figura 5.6 se muestra el número de partículas Λ que se obtienen por bin de distancia con este ajuste. Cada punto graficado presenta una barra de error vertical proveniente del error estadístico del ajuste y una barra de error horizontal proveniente de la anchura del bin de distancia. Debido a efectos de umbral, los cuatro primeros bins de la curva no se ajustan a la exponencial, por lo que fueron excluidos.

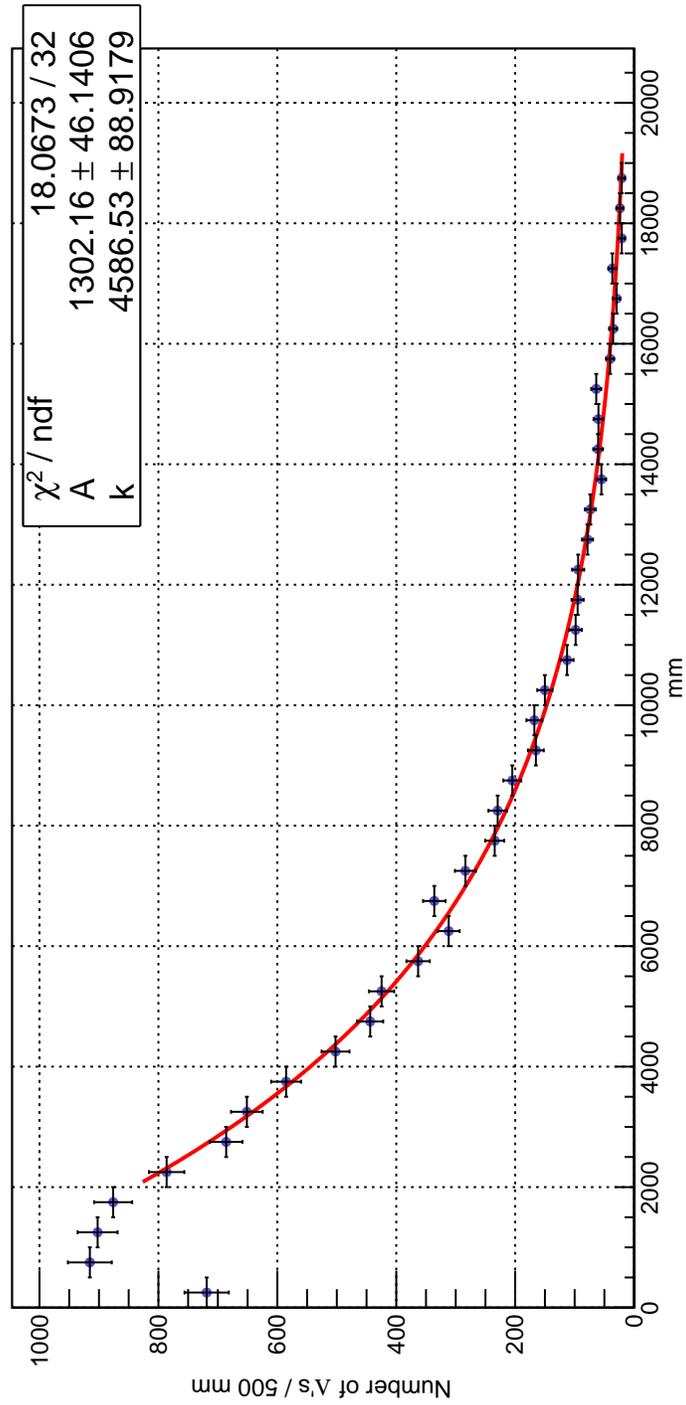


Figura 5.6 Número de Λ 's como función de la distancia.

Se procedió de la misma manera para estudiar la producción de $\bar{\Lambda}$ como función de la distancia al GTK3. En primera instancia, se ajustó el histograma de masa invariante de $p^-\pi^+$ con la función 5.1 en el rango $1116 \pm 15 \text{ MeV}/c^2$ para obtener el valor central de la gaussiana m_0 y el ancho σ . En la figura 5.7 se muestra la distribución de masa invariante de $p^-\pi^+$ con este ajuste.

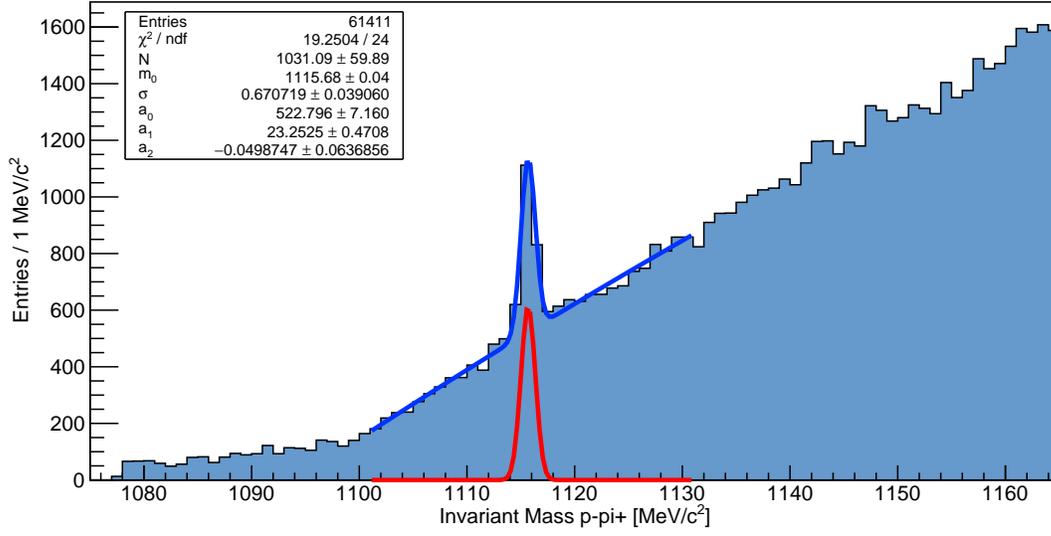


Figura 5.7 Masa invariante de $p^-\pi^+$ que incluye todos los cortes descritos en el capítulo anterior. La línea azul es la curva que ajusta tanto el background como el pico de la distribución, mientras que la línea roja representa solo la gaussiana normalizada sin la parte que ajusta el background. En la tabla se muestran los valores para los parámetros m_0 , σ , a_0 , a_1 y a_2 que mejor ajustan la distribución, así como el número de partículas $\bar{\Lambda}$ que se obtienen para esta distribución dado por N.

Obtenemos el siguiente valor para la masa de la $\bar{\Lambda}^0$ (nuevamente solo reportamos errores estadísticos):

$$m_{\bar{\Lambda}} = 1115.68 \pm 0.04 \text{ MeV}/c^2 \quad (5.5)$$

y, de acuerdo al PDG:

$$(m_{\Lambda} - m_{\bar{\Lambda}})/m_{\Lambda} = (-0.1 \pm 1.1) \times 10^{-5}. \quad (5.6)$$

A partir del ajuste se obtiene como valor central para la gaussiana el valor $m_0 = 1115.68 \pm 0.04$, el cual es compatible con la masa de la $\Lambda(1115)$, y para el ancho se obtiene $\sigma = 0.6707 \pm 0.0391$. Teniendo estos valores, los estaremos fijando a los parámetros m_0 y σ de los ajustes a las distribuciones de masa invariante que se realizarán por bin de distancia. En las figuras 5.8, 5.9, 5.10 y 5.11 se muestran las distribuciones de masa invariante de $p^-\pi^+$ obtenidas en bins de distancia, con un ancho de 500 mm, desde 0 hasta 19000 mm, cada una con su respectivo ajuste utilizando la función 5.1 en el rango $1116 \pm 15 \text{ MeV}/c^2$.

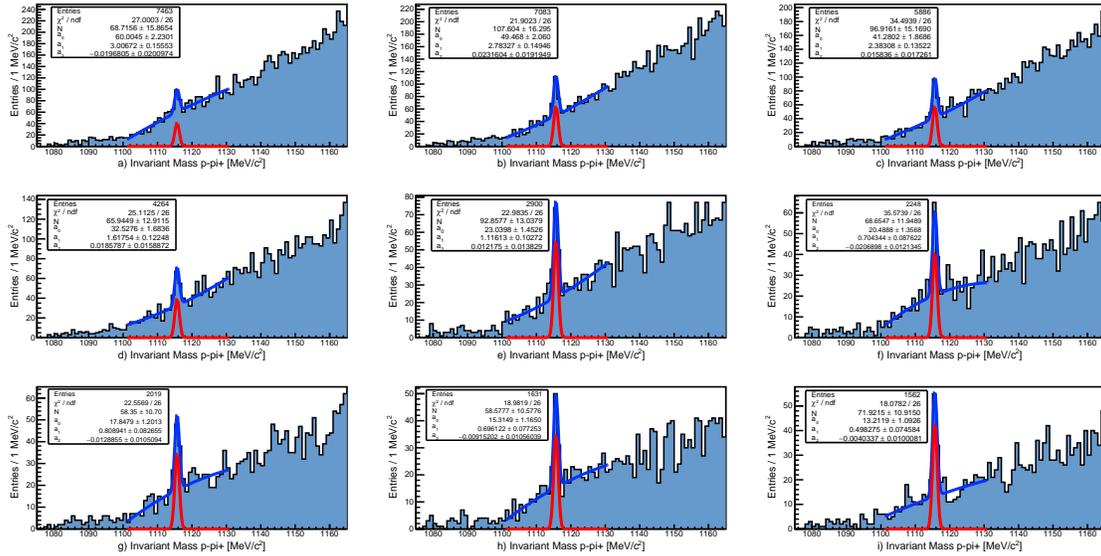


Figura 5.8 Distribuciones de masa invariante de $p^-\pi^+$ en bins de distancia, de 0 a 4500 mm.

Análisis de la producción de $\Lambda(1115)$ y su antipartícula

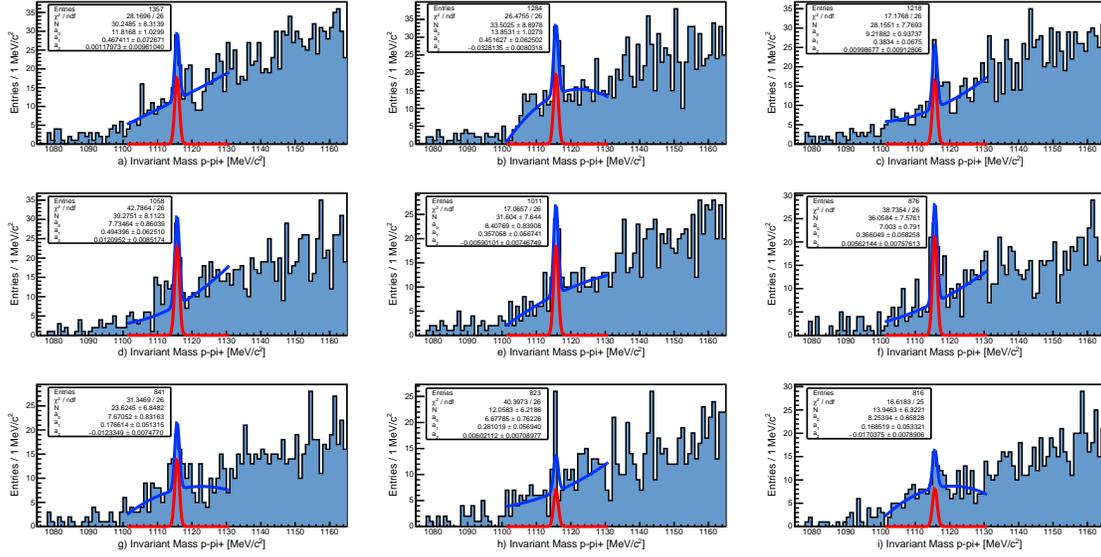


Figura 5.9 Distribuciones de masa invariante de $p^-\pi^+$ en bins de distancia, de 4500 a 9000 mm.

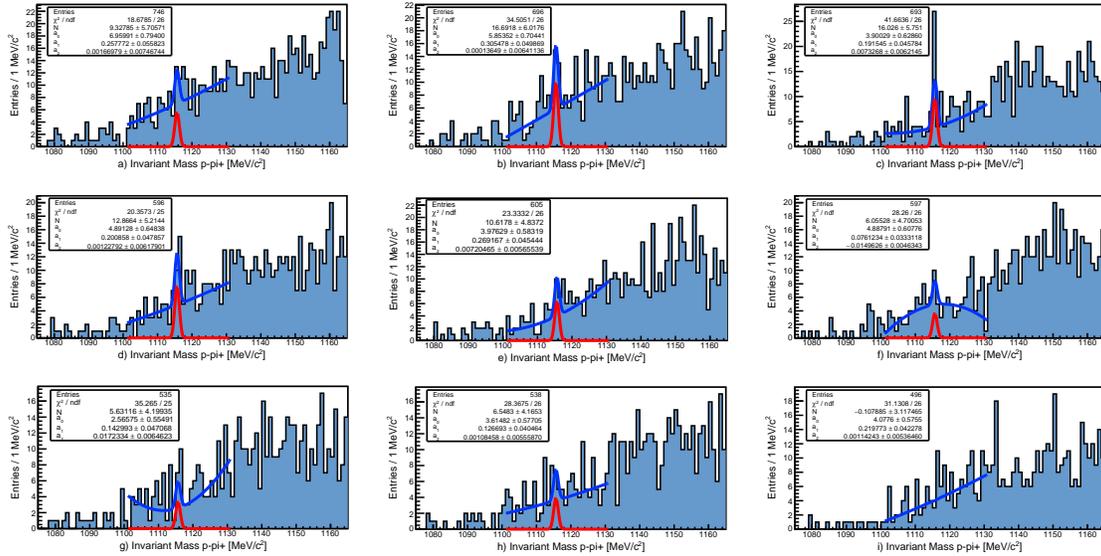


Figura 5.10 Distribuciones de masa invariante de $p^-\pi^+$ en bins de distancia, de 9000 a 13500 mm.

Análisis de la producción de $\Lambda(1115)$ y su antipartícula

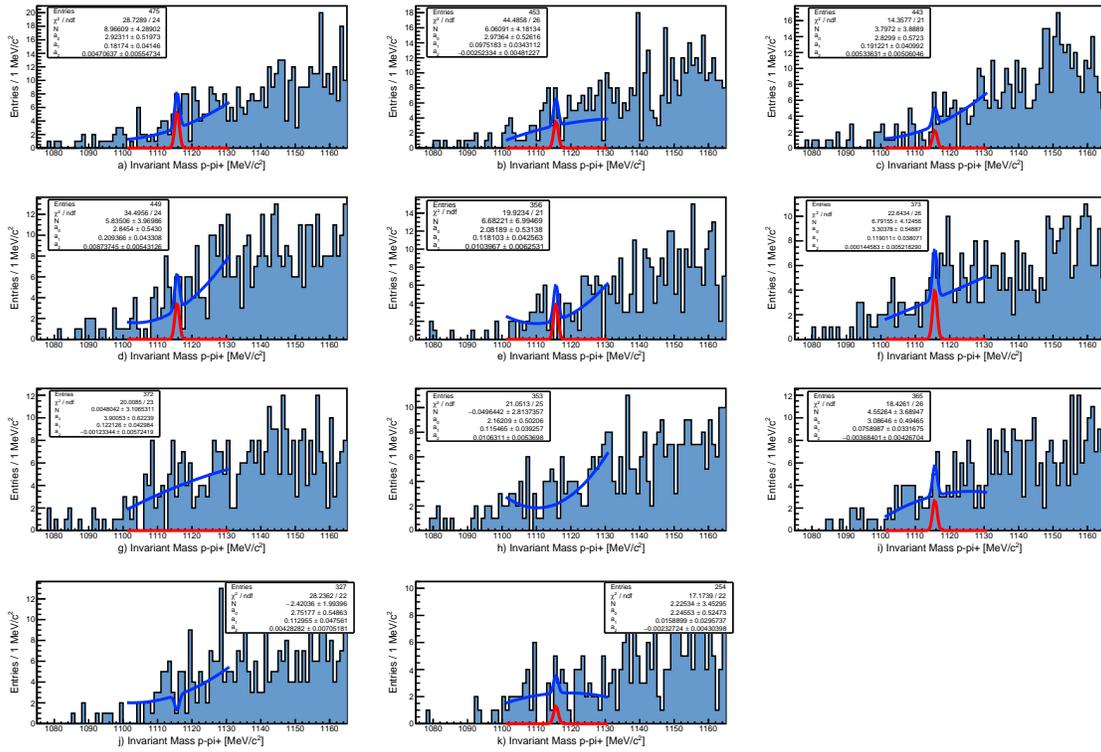


Figura 5.11 Distribuciones de masa invariante de $p^-\pi^+$ en bins de distancia, de 13500 a 19000 mm.

Al graficar el número N que se obtiene por cada ajuste, obtenemos una gráfica del número de Λ 's que se tienen como función de la distancia, la cual puede observarse en la figura 5.12 con su respectivo ajuste a una exponencial decayente utilizando la función 5.4.

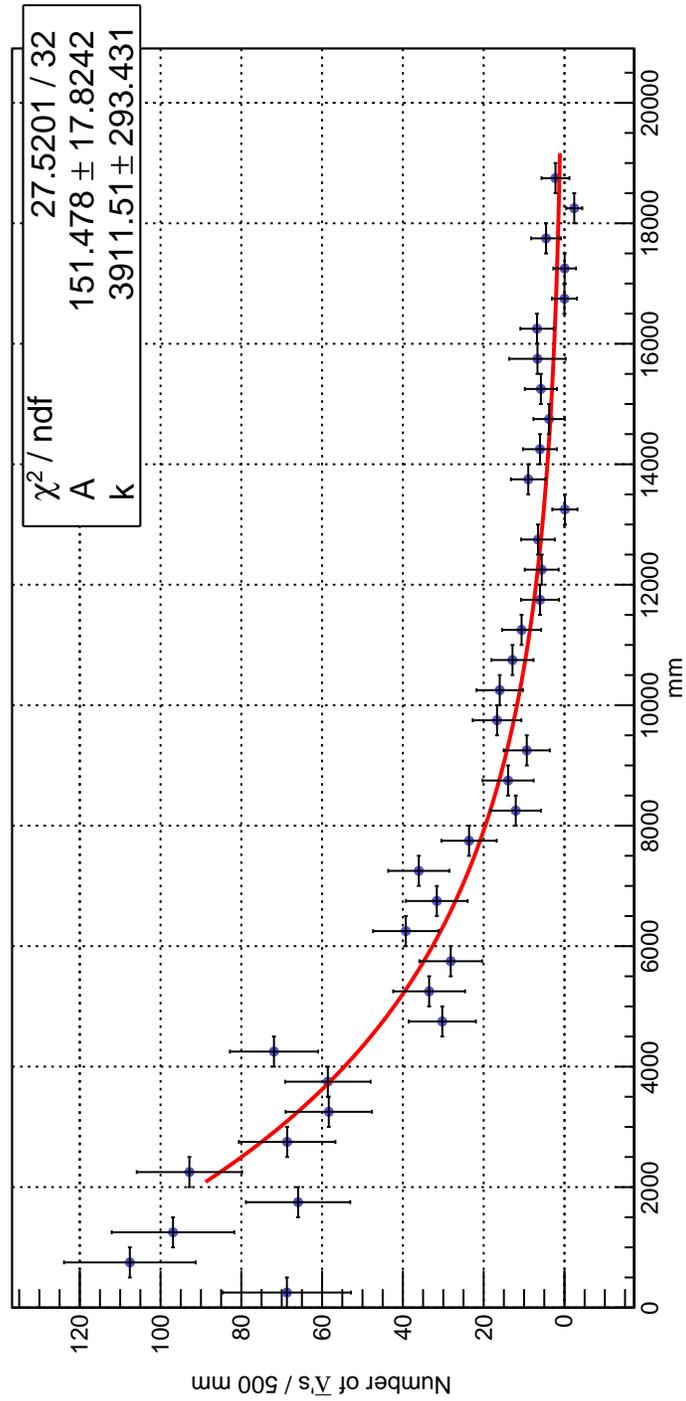


Figura 5.12 Número de $\bar{\Lambda}$'s como función de la distancia.

5.2. Estimación del tiempo de vida

Utilizando el parámetro k que se obtiene de los ajustes realizados a las gráficas de las figuras 5.6 y 5.12, podemos hacer una estimación simple del tiempo de vida de las partículas Λ y $\bar{\Lambda}$, respectivamente, y comparar este tiempo con el reportado por el Particle Data Group. Además de los valores de masa invariante obtenidos, este es un cálculo directo que nos permite concluir que existe hadroproducción de partículas Λ y $\bar{\Lambda}$ en el experimento NA62 con la suposición de que el GTK3 actúa como blanco fijo para el haz del experimento.

La variable k del ajuste exponencial está relacionada con el tiempo de vida τ de la partícula por medio de

$$k = \gamma c \tau, \quad (5.7)$$

donde c es la velocidad de la luz y γ el factor de Lorentz, el cual proviene del valor del momento

$$\gamma = pc/mc^2 \quad (5.8)$$

para momentos grandes, siendo m la masa de la partícula a estudiar. Dado que estamos haciendo una estimación simple del tiempo de vida, para el momento p estaremos usando el valor promedio del momento de las partículas estudiadas, así que realizaremos la estimación del tiempo de vida como se describe a continuación.

Primero, para obtener el momento promedio y utilizar este valor para calcular el factor de Lorentz, nos basamos en el histograma de la figura 5.13. Esta figura contiene la distribución de momento del par $p^+\pi^-$ en la región de masas definida por $1116 \pm 2 \text{ MeV}/c^2$, teniendo en el eje horizontal bins de momento de ancho igual a $200 \text{ MeV}/c$ y en el eje vertical el número de entradas por bin.

A partir de esta distribución, de forma muy simplista, obtenemos un momento promedio aproximado para las partículas Λ , ya que aunque consideremos el rango de masas que abarca el pico de masa invariante del par $p^+\pi^-$, debajo del pico de los histogramas de masa invariante también existe background, por lo que se tienen partículas Λ además de background dentro de la distribución de momento. Para el momento promedio de las partículas, de la gráfica se obtiene el valor de

$$p = 55910 \text{ MeV}/c \quad (5.9)$$

y, dividiendo esta cantidad entre la masa de la Λ se obtiene

$$\gamma = \frac{55910 \text{ MeV}}{1115.683 \text{ MeV}} = 50.113. \quad (5.10)$$

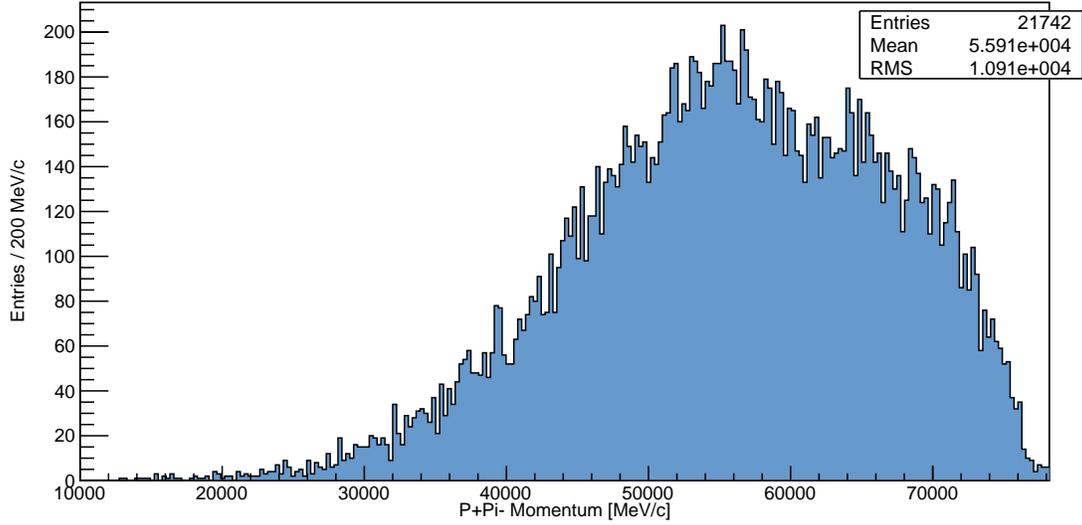


Figura 5.13 Momento del par $p^+\pi^-$ en la región de masa de la Λ definida por $1116 \pm 2 \text{ MeV}/c^2$.

De acuerdo a la figura 5.6, para las partículas Λ , se obtuvo

$$k = 4586.53 \pm 88.92 \text{ mm}. \quad (5.11)$$

Despejando τ de la relación (5.7) y sustituyendo los valores de γ y c , obtenemos el valor del tiempo de vida de la Λ :

$$\tau_\Lambda = \frac{k}{\gamma c} = 3.051 \times 10^{-10} \text{ s} = 30.51 \text{ ps} \quad (5.12)$$

y su error

$$\Delta\tau_\Lambda = 0.059 \times 10^{-10} \text{ s} = 0.59 \text{ ps}. \quad (5.13)$$

Hay que recordar que este es un cálculo muy simple del tiempo de vida, que no incluye una estimación seria de los momentos de las partículas, ni de los errores que debieran ser considerados para dar una medición real.

De la misma forma se calculó el tiempo de vida de la partícula $\bar{\Lambda}$. Primero, la distribución de momento del par $p^-\pi^+$ en la región de masa de la $\bar{\Lambda}$ definida por $1116 \pm 2 \text{ MeV}/c^2$ se muestra en la figura 5.14, teniendo en el eje horizontal bins de momento de ancho igual a $200 \text{ MeV}/c$ y en el eje vertical el número de entradas por bin.

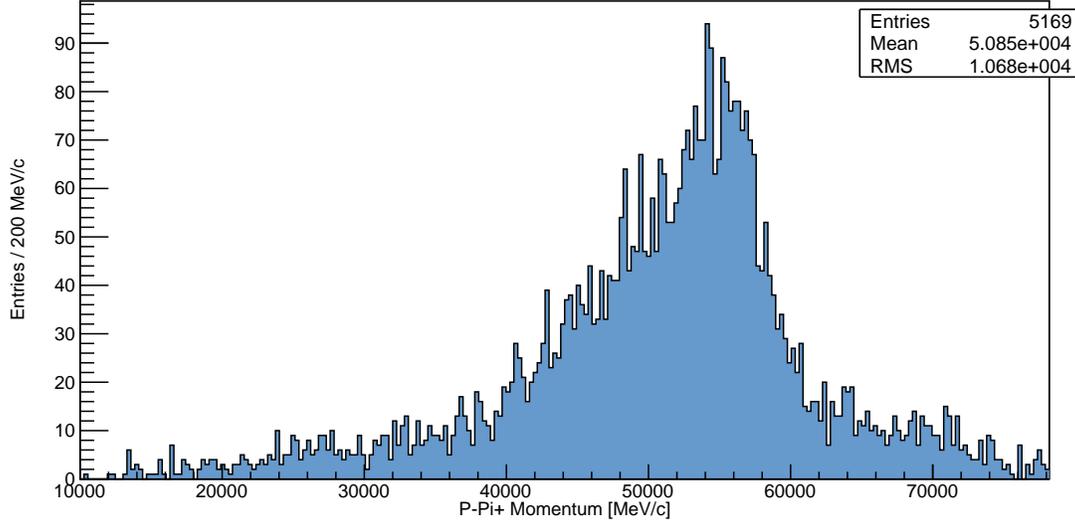


Figura 5.14 Momento del par $p^-\pi^+$ en la región de masa de la Λ definida por $1116 \pm 2 \text{ MeV}/c^2$.

De acuerdo a esta distribución, el momento promedio para la partícula $\bar{\Lambda}$ es

$$p = 50850 \text{ MeV}/c, \quad (5.14)$$

entonces

$$\gamma = \frac{50850 \text{ MeV}}{1115.683 \text{ MeV}} = 45.577. \quad (5.15)$$

De acuerdo a la figura 5.12, el valor de la constante k para $\bar{\Lambda}$ es

$$k = 3912 \pm 293.4 \text{ mm} \quad (5.16)$$

y, nuevamente, utilizando la relación (5.7) y sustituyendo el valor de la constante de Lorentz γ y la velocidad de la luz c , se obtiene

$$\tau_{\bar{\Lambda}} = 2.861 \times 10^{-10} \text{ s} = 28.61 \text{ ps} \quad (5.17)$$

y su error

$$\Delta\tau_{\bar{\Lambda}} = 0.214 \times 10^{-10} \text{ s} = 2.14 \text{ ps.} \quad (5.18)$$

En resumen, para la partícula Λ obtuvimos el siguiente tiempo de vida:

$$\tau_{\Lambda} = \mathbf{30.51 \pm 0.59 \text{ ps}} \quad (5.19)$$

y para su antipartícula:

$$\tau_{\bar{\Lambda}} = \mathbf{28.61 \pm 2.14 \text{ ps}}, \quad (5.20)$$

mientras que el valor ajustado por el PDG [24] es

$$\tau = \mathbf{26.32 \pm 0.20 \text{ ps}} \quad (5.21)$$

junto con

$$(\tau_{\Lambda} - \tau_{\bar{\Lambda}})/\tau_{\Lambda} = \mathbf{-0.001 \pm 0.009.} \quad (5.22)$$

Aunque el valor obtenido por nosotros tiene el mismo orden de magnitud que el valor ajustado del PDG para ambas partículas, es claro que el error que reportamos no es suficiente para realizar una comparación significativa, lo cual se debe a que realizamos un cálculo muy simple del tiempo de vida, y un mejor cálculo necesita un análisis más riguroso de estos eventos.

5.3. Distribuciones de masa invariante por trigger

Nuestro interés principal en este trabajo es estudiar la producción de bariones $\Lambda(1115)$ para poder comparar con modelos de hadroproducción de partículas. Las variables de interés para ese estudio son la variable x de Feynman, x_F , relacionada con el momento longitudinal de la partícula, y su momento transversal, p_T . Para concluir nuestro trabajo de maestría realizaremos el estudio de la producción de $\Lambda(1115)$ en función del momento total (no el longitudinal), y llevaremos a cabo correcciones a los valores obtenidos usando eventos de Monte Carlo (MC). La razón por la que sólo usaremos el momento total es que el MC que usamos ha tenido que ser creado para estos estudios, por lo que con estos estudios estamos aprendiendo los detalles del mismo.

5.3.1. Tabla de datos por trigger

Después del cálculo del tiempo de vida de la partícula Λ y su antipartícula $\bar{\Lambda}$ se estudió el número de partículas Λ y $\bar{\Lambda}$ por trigger presente en el experimento y se eligió uno de estos triggers para estudiar su producción por bins de momento. Los triggers son las condiciones experimentales adecuadas para el estudio de determinados eventos físicos. Por ejemplo, el trigger de $\pi\nu\nu$ pide que se cumplan las condiciones RICH, Q1 y UTMC, y veta cualquier condición QX, M1 o LKr30 (véase el cuadro 5.2 donde se muestran la lista de condiciones para cada detector en el NA62). Debido a que nosotros estamos estudiando procesos para los que el experimento no fue diseñado, estaremos usando los eventos colectados por todos los triggers, pero es posible que algunos de ellos no nos sean tan útiles como otros, por lo que primero vamos a hacer un estudio de la cantidad de Λ 's que observamos en los diferentes triggers. Posteriormente, seleccionaremos un solo trigger para nuestro estudio, porque eso facilitará los cálculos de correcciones con MC.

Los triggers que aparecen en nuestros datos son los siguientes:

Trigger Bit	Condiciones asociadas
C	CHOD, Control trigger
0	RICH-Q1-nMUV
1	RICH-nQX-UTMC-nMUV-nLKr30
2	RICH-Q2-MO2-nLKr10
3	RICH-QX-MO1-LKr10
4	RICH-QX-LKr20
5	RICH-QX
6	RICH-QX-MO2
7	RICH-Q2-MO1-LKr10

Cuadro 5.1 Definición de los triggers usados por el NA62. Los valores de trigger que usaremos serán 2^n , donde n es el trigger bit de la tabla. El trigger C es el control trigger, y no tiene un bit asociado, por lo que lo usaremos como Trigger=0.

Detector	Condition	Description
RICH	RICH	at least two hits in the detector
LAV	LAV12	at least one hit in the 12th station of LAV detector
NA48-CHOD	NA48-CHOD	at least 2 hits in the detector
CHOD	Q1	at least one hit in one quadrant
	Q2	at least one hit in two quadrants
	QX	at least one hit in two diagonally-opposite quadrants
	UTMC	less than 5 hits in the detector
MUV3	M1	at least one hit in the detector
	MO1	at least one hit in one of the outer tiles
	MO2	at least one hit in two of the outer tiles
	MOQX	at least one hit in two diagonally-opposite quadrants
LKr	E10	at least 10 GeV deposited in the LKr
	E20	at least 20 GeV deposited in the LKr
	E30	at least 30 GeV deposited in the LKr
	C2	more than 1 LKr cluster with energy >5 GeV
	LKr30	logic OR between E30 and C2
LKr (dump mode)	E1	at least 1 GeV deposited in the LKr
	E2	at least 2 GeV deposited in the LKr
	E4	at least 4 GeV deposited in the LKr
	C2E2	more than 1 LKr cluster with energy >2 GeV

Cuadro 5.2 Lista de las condiciones para cada uno de los detectores de NA62.

Como se verá en las figuras siguientes, las distribuciones de masa invariante de $p^+\pi^-$ y $p^-\pi^+$ son diferentes para cada trigger, así que para elegir solo uno de estos, nos basamos en el número de Λ 's y $\bar{\Lambda}$'s presentes en la distribución de masa invariante, así como la cantidad de background dedebajo del pico de la Λ .

Para esto, similar a lo que se realizó en la sección anterior, ajustaremos los histogramas de masa invariante en el rango 1116 ± 15 MeV/ c^2 utilizando la función (5.1). Antes de realizar los ajustes a los histogramas de masa invariante de $p^+\pi^-$ y $p^-\pi^+$ por Trigger, se realizó primeramente el ajuste a las distribuciones completas, sin distinción de Trigger, para fijar los valores de m_0 y σ en cada uno de esos ajustes, así como el ancho del bin. En la figura 5.15 se muestra la distribución completa de masa invariante de $p^+\pi^-$ sin distinción de Trigger ajustada utilizando la ecuación 5.1 en el rango 1116 ± 15 MeV/ c^2 .

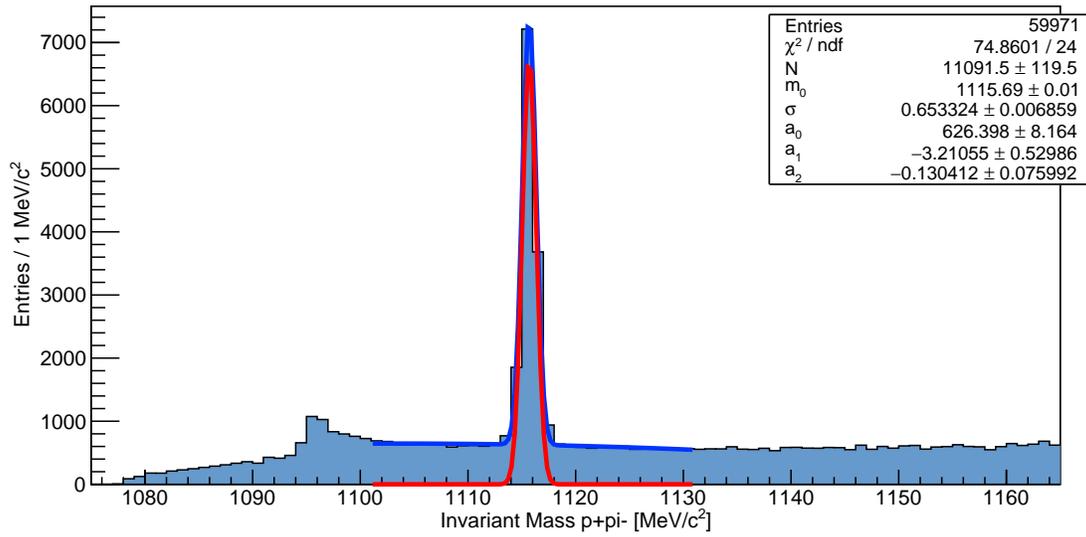


Figura 5.15 Masa invariante de $p^+\pi^-$ con todos los cortes del Capítulo 4 sin distinción de Trigger. En la tabla se muestran los valores para los parámetros m_0 , σ , a_0 , a_1 y a_2 que mejor ajustan la distribución, así como el número de partículas Λ que se obtienen para esta distribución dado por N.

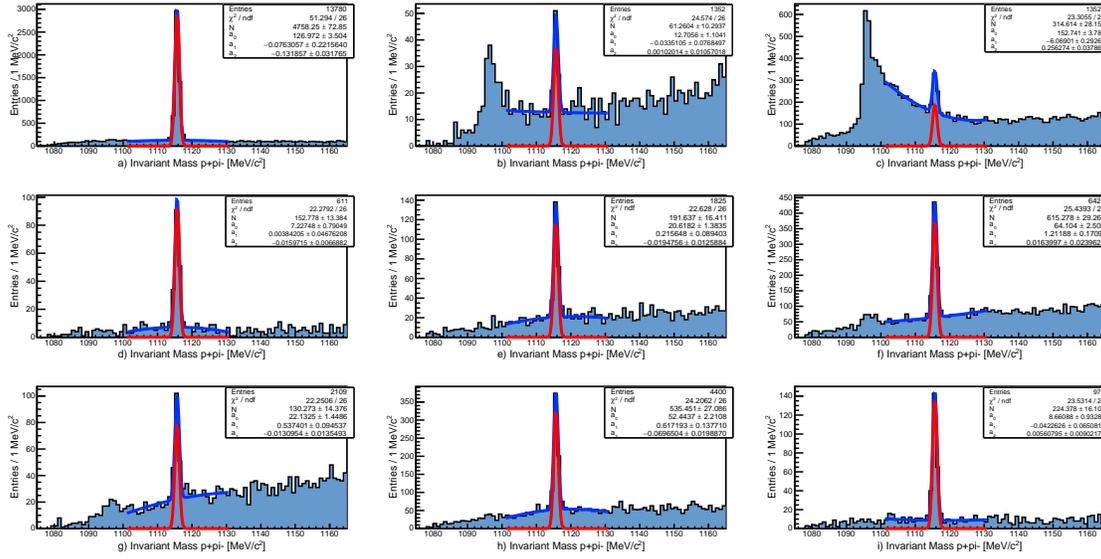


Figura 5.16 Distribuciones de masa invariante de $p^+\pi^-$ por trigger. En los recuadros se muestran los valores para los parámetros del ajuste, siendo NEvents el número de Λ 's que se obtienen para Trigger, y a_0 la altura del background debajo del pico. m_0 y σ tienen valores fijos determinados por el ajuste de la figura 5.15.

En la figura 5.16 se muestran las distribuciones de masa invariante de $p^+\pi^-$ para los Triggers 0 (Control trigger), 1, 2, 4, 8, 16, 32, 64 y 128 con sus respectivos ajustes para el pico y el background en el rango 1116 ± 15 MeV/c². A simple vista puede notarse que la distribución de masa invariante del Trigger 0 es uno de las distribuciones con mayor número de partículas Λ y menor background, mientras que la distribución del Trigger 1 presenta el menor número de Λ 's y la relación entre background y pico es aproximadamente de 1 a 1.

Para tener una referencia cuantitativa de los datos obtenidos por los ajustes a las distribuciones de $p^+\pi^-$ por Trigger, y para elegir uno de ellos de acuerdo al mayor número de partículas Λ con menor cantidad de background, en la Tabla 5.3 se tienen el número de Λ 's por Trigger, y el valor de la constante a_0 (la altura del background debajo del pico), que nos ayuda a tener una estimación del background. También aparecen la fracción de partículas Λ con respecto al NEvents máximo (4758.3), la fracción de partículas Λ con respecto a la suma total de todos los NEvents (6983.9), el estimado del background, contando 4 bins para este cálculo, $4a_0$, y, por último, la razón entre NEvents y background.

En este caso, el Trigger que presenta el número máximo de NEvents es el Trigger 0 con 4758.3 eventos, así que cuando se hace la división entre el máximo, este número es el que se utiliza para realizar la operación de la tercer fila. Para realizar la operación de la cuarta fila se realizó una suma de todos los NEvents, la cual dio un total de 6983.9, y se dividió el número de NEvents por esta misma cantidad.

Λ 's / Bkgnd	T 0	T 1	T 2	T 4	T 8	T 16	T 32	T 64	T 128
NEvents	4758.3	61.3	314.6	152.7	191.6	615.3	130.3	535.5	224.4
a_0	126.97	12.71	152.74	7.22	20.62	64.10	22.13	52.44	8.66
NEvents/max	1.00	0.01	0.07	0.03	0.04	0.13	0.03	0.11	0.05
NEvents/total	0.68	0.01	0.05	0.02	0.03	0.09	0.02	0.08	0.03
Bkgnd=4*a ₀	507.88	50.84	610.96	28.88	82.48	256.40	88.52	209.76	34.64
NEvents/Bkgnd	9.37	1.20	0.51	5.29	2.32	2.40	1.47	2.55	6.48

Cuadro 5.3 Datos obtenidos de los ajustes de masa invariante de $p^+\pi^-$ por Trigger.

A partir de esta tabla podemos notar que el Trigger 0, el Control trigger, es el trigger con mayor número de partículas Λ , teniendo un 68% del total de eventos de todos los Triggers, también con el mayor valor para la razón entre el número de eventos y el background, dado por la última fila de la tabla, ya que mientras más grande sea este valor, menor es el background que hay debajo del pico. El siguiente Trigger que también presenta buena estadística es el Trigger 16, con el 9% de todos los eventos, pero es muy claro que no es comparable con la cantidad de eventos y razón entre pico y background que presenta el Trigger 0.

El mismo ajuste fue realizado para los datos de $p^-\pi^+$ por Trigger. En la figura 5.17 se muestra la distribución de masa invariante de $p^-\pi^+$ sin distinción de Trigger, ajustada en el rango 1116 ± 15 MeV/c² por la función 5.1.

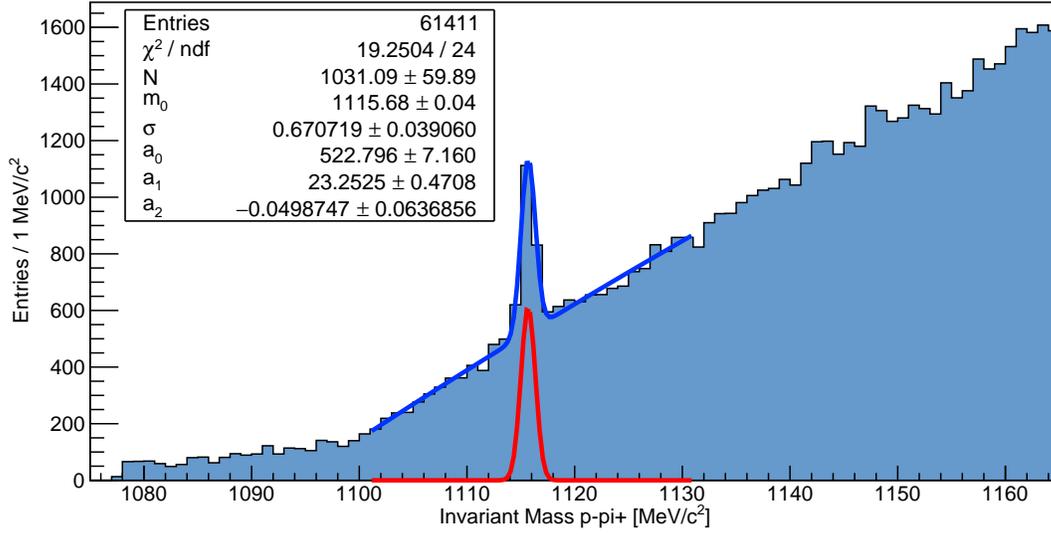


Figura 5.17 Masa invariante de $p^- \pi^+$ con todos los cortes del Capítulo 4 sin distinción de Trigger. En la tabla se muestran los valores para los parámetros m_0 , σ , a_0 , a_1 y a_2 que mejor ajustan la distribución, así como el número de partículas $\bar{\Lambda}$ que se obtienen para esta distribución dado por N.

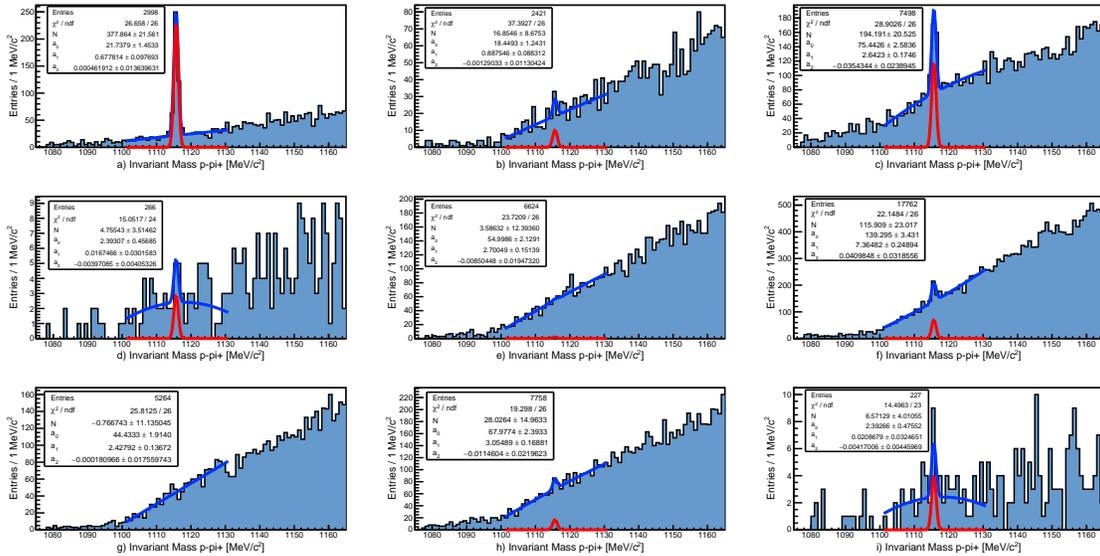


Figura 5.18 Ajustes para el conteo de $\bar{\Lambda}$ por trigger.

Utilizando los valores de los parámetros m_0 y σ de este ajuste, ajustamos los histogramas de masa invariante de $p^- \pi^+$ por Trigger con la misma función y asignamos estos valores de m_0 y σ como parámetros fijos en cada distribución. En la figura 5.18 se muestran las distribuciones de masa invariante de $p^- \pi^+$ para los Triggers 0, 2, 4, 8, 16, 32, 64 y 128 con sus respectivos ajustes para el pico y el background en el rango 1116 ± 15 MeV/ c^2 . Similar al caso de partículas Λ , la distribución de masa invariante del Trigger 0 es la que tiene el pico más definido y la menor cantidad de background debajo de éste.

En la tabla 5.4 se tiene un resumen de los datos obtenidos de cada uno de los ajustes a las distribuciones de masa invariante de $p^- \pi^+$ por Trigger y, de igual forma que el caso anterior, mostrando el número de eventos por Trigger, la razón entre NEvents y max (el valor máximo de NEvents de todos los Triggers, en este caso 377.9), la razón entre NEvents y el total de la suma de todos los NEvents por Trigger, 4 veces la multiplicación por la constante a_0 y la razón entre NEvents y 4 veces la constante a_0 .

$\bar{\Lambda}$'s / Bkgnd	T 0	T 1	T 2	T 4	T 8	T 16	T 32	T 64	T 128
NEvents	377.9	16.9	194.2	4.8	3.6	115.9	-0.8	28.0	6.6
a_0	21.73	18.45	75.44	2.39	55.00	139.30	44.43	67.98	2.39
NEvents/max	1.00	0.04	0.51	0.01	0.01	0.31	0.00	0.07	0.02
NEvents/total	0.51	0.02	0.26	0.01	0.00	0.16	0.00	0.04	0.01
$4 * a_0$	86.92	73.80	301.76	9.55	219.99	557.20	177.72	271.92	9.56
NEvents/(4 * a_0)	4.35	0.23	0.64	0.50	0.02	0.21	0.00	0.10	0.69

Cuadro 5.4 Datos obtenidos de los ajustes de masa invariante de $p^- \pi^+$ por Trigger.

Como se observa en esta última tabla, nuevamente el Trigger 0 es el trigger con mayor número de partículas $\bar{\Lambda}$, teniendo el 51% del total de eventos de todos los Triggers, además de que la razón entre número de eventos y background es la más alta. El segundo Trigger con mayor número de entradas y mayor razón entre número de eventos y background es el Trigger 2, pero solo tiene el 26% de todos los eventos, de ahí sigue el Trigger 16 con el 16%, por lo que también podemos decir que la cantidad de partículas $\bar{\Lambda}$ y background que se presentan estos últimos dos triggers no es comparable con lo que presenta el Trigger 0.

5.3.2. Comparación con Monte-Carlo

En esta sección realizaremos correcciones a la producción de Λ y $\bar{\Lambda}$ como función del momento total, en el experimento CERN-NA62. Para calcular la aceptación utilizaremos simulaciones de Monte-Carlo que hemos estado preparando para estos análisis, ya que el MC típico del experimento está enfocado, como los análisis, en los decaimientos del K^+ . Para esto, utilizamos simulaciones de partículas que son producidas en el GTK3, y posteriormente decaen, sin tener un haz determinado. Las partículas son generadas en bins de momento, desde 10 hasta 75 GeV/c, de 5 en 5 GeV/c, y, para nuestro estudio, se realizó el conteo de Λ 's y $\bar{\Lambda}$'s, antes y después de pasar por el detector, para calcular su aceptación. La aceptación se obtiene dividiendo el total de eventos para cada bin de momento, entre el número de eventos de MC por cada bin.

Para simular los decaimientos y las interacciones que existen dentro de los detectores del experimento CERN-NA62, se utiliza el macro NA62MC basado en Geant4 que emplea técnicas de MC para realizar la simulación completa del experimento. En este macro está implementada una representación geométrica precisa del experimento, así como la simulación de última generación de una amplia gama de modos de decaimiento del kaón. La simulación de interacción dentro de los detectores se basa en el conjunto de librerías Geant4, el cual es un conjunto de herramientas de propósito general para la simulación del paso de partículas a través de la materia. El ejecutable NA62MC puede utilizarse para generar pequeñas muestras de simulaciones especiales o para desarrollo dentro del experimento.

Dado que el trigger 0 (Control Trigger) en la sección anterior fue el trigger con mayor cantidad de eventos para ambas partículas y como el trigger 16 también fue uno de los triggers con mayor porcentaje de los eventos totales, como ejemplo en las siguientes figuras se muestran las aceptancias de Λ 's respectivas de los triggers 0 (figura 5.19) y 16 (figura 5.20). En estas figuras se realizó un ajuste para la aceptación de cada trigger utilizando la siguiente función:

$$f(x) = p_0 + p_1x + p_2x^2 + p_3x^3, \quad (5.23)$$

en donde x denota el momento y p_0 , p_1 , p_2 y p_3 son los parámetros a obtener una vez realizado el ajuste. Además, para cada una de las figuras 5.19 y 5.20 se muestran en los recuadros los valores de los parámetros que mejor ajustan la función, así como el valor de χ^2/ndf . Este ajuste fue realizado para ser capaces de obtener el valor de la aceptación para cualquier momento para cualquier trigger, lo cual es muy necesario

para no tener que realizar simulaciones para un valor de momento en específico cada vez que se ocupe. Como se mencionó anteriormente, la aceptación se obtuvo de utilizar simulaciones con eventos de Λ 's y $\bar{\Lambda}$'s para bins de momento de ancho igual a 5 GeV/c desde 10 hasta 75 GeV/c y se realizó el conteo de Λ 's y $\bar{\Lambda}$'s simplemente tomando el número de eventos totales que se tienen por bin de momento y se dividió este número entre 200000, que es el total de eventos que se simularon para cada valor del momento.

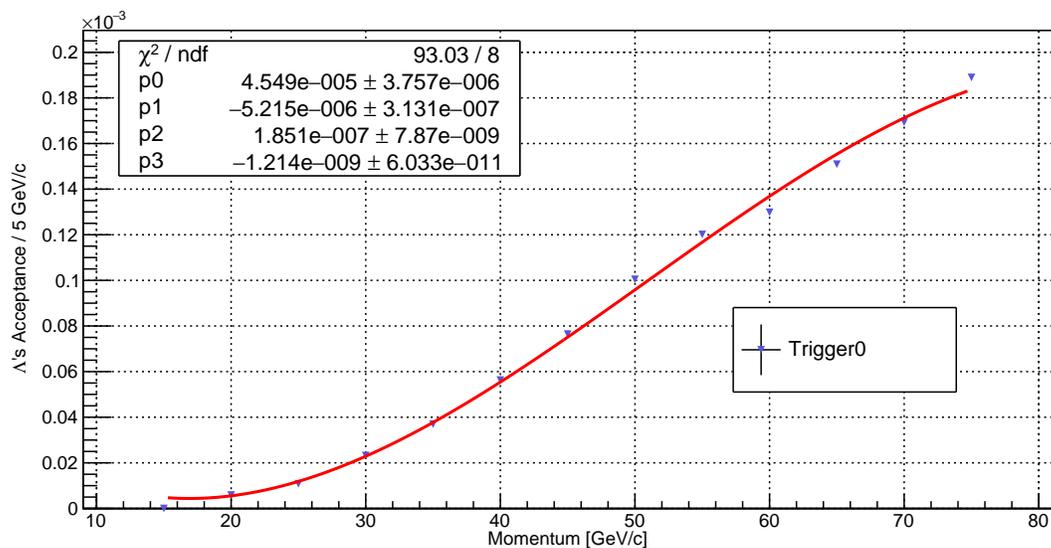


Figura 5.19 Aceptancia de Λ 's de los triggers 0.

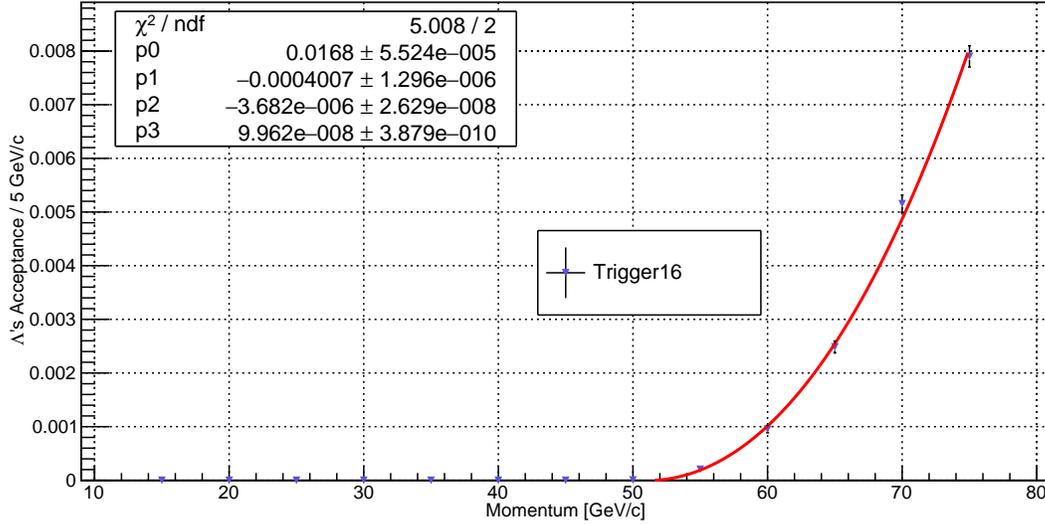


Figura 5.20 Aceptancia de Λ 's de los triggers 16.

Como primera instancia, a simple vista podemos notar que la aceptación de Λ 's es diferente para cada trigger y que ambas gráficas parecen ajustarse muy bien a un polinomio de tercer grado, aunque el ajuste de la aceptación del trigger 16 es mejor que el del trigger 0. No obstante, el trigger 16 presenta valores de la aceptación diferentes a cero a partir de 55 GeV/c, mientras que el trigger 0 tiene valores para la aceptación mayores que 0 desde 20 GeV/c.

Ahora, al igual que se eligió mostrar la aceptación de los triggers 0 y 16 para las partículas Λ , en las siguientes figuras se muestran las aceptancias para $\bar{\Lambda}$'s de los triggers 0 (figura 5.21) y 16 (figura 5.22), aunque el trigger 16 no sea el segundo trigger con mayor porcentaje de eventos de $\bar{\Lambda}$, pero sí es el tercero. Para cada una de estas aceptancias fue realizado el mismo ajuste utilizando la función 5.23 y dentro de cada gráfica se encuentran cajas con los parámetros del ajuste y el valor de χ^2/ndf .

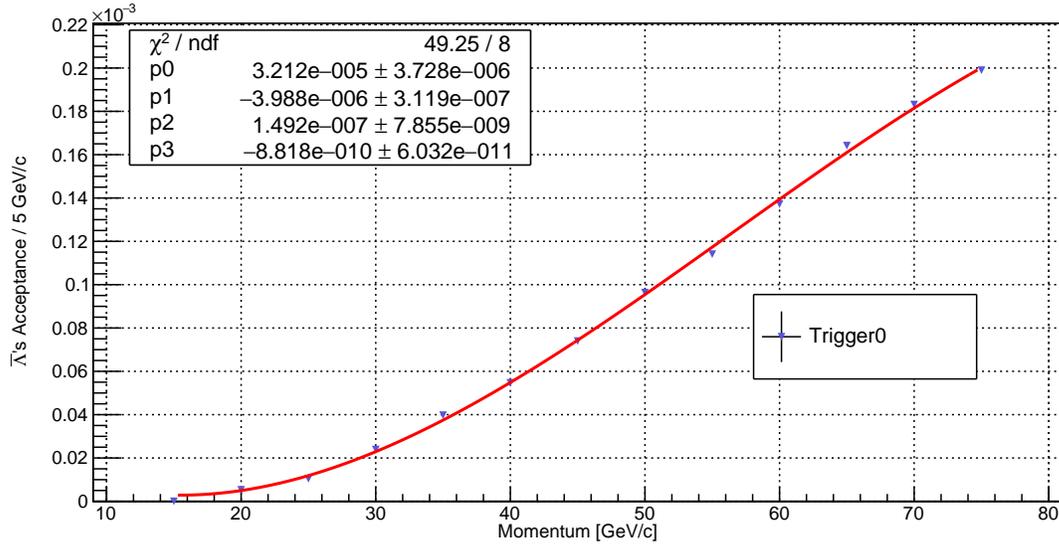


Figura 5.21 Aceptancia $\bar{\Lambda}$'s de los triggers 0

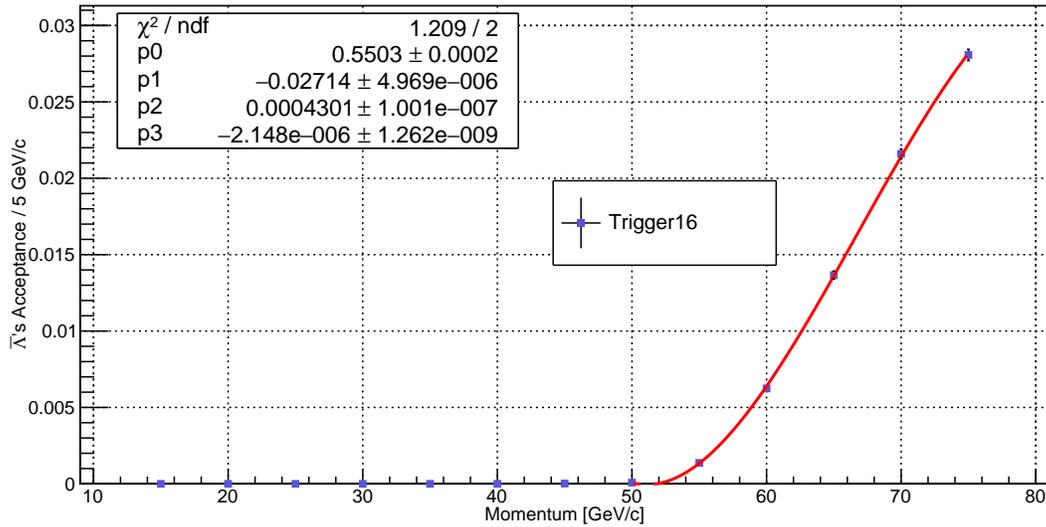


Figura 5.22 Aceptancia de $\bar{\Lambda}$'s de los triggers 16.

Similar al caso de Λ 's, partir de estas gráficas para las aceptancias de $\bar{\Lambda}$'s de los triggers 10 y 16, podemos notar nuevamente una diferencia entre las aceptancias y

un mejor ajuste a un polinomio de tercer grado para la aceptación del trigger 16. La forma de estas aceptancias es similar a las de Λ 's, ya que de nuevo el trigger 16 solo tiene aceptación diferente de cero a partir de 55 GeV/c, mientras que el trigger 0 a partir de 20 GeV/c.

5.3.3. Selección de triggers a estudiar

Ahora, en las secciones anteriores obtuvimos el número de partículas Λ y $\bar{\Lambda}$ para cada trigger, así como la aceptación para cada una de estas partículas para los triggers 0 y 16. El objetivo de estas últimas secciones es realizar un análisis de la producción de Λ 's y $\bar{\Lambda}$'s por bins de momento utilizando solo uno de estos triggers y hacer la respectiva corrección del número de partículas por bin de momento utilizando su respectiva aceptación. Así que, para realizar esto, podemos proceder a preguntarnos: ¿cómo elegiremos uno de estos triggers para realizar el análisis?

Primero, para elegir un solo de los triggers debemos comparar el número de Λ o $\bar{\Lambda}$'s que se miden por trigger en el experimento CERN-NA62, así como la cantidad de background que se tiene, además de saber cómo es su aceptación. En la subsección 5.3.1 concluimos que el trigger 0 contiene la mayor cantidad de eventos tanto para partículas Λ como $\bar{\Lambda}$, además de tener la razón entre número de eventos y background más alta, y ningún otro trigger es comparable con la estadística que el trigger 0 presenta. No obstante, el trigger 16 presenta una mayor aceptación para momentos altos, mientras que la aceptación del trigger 0 es dos órdenes mucho menor. Si bien, aunque la producción de Λ y $\bar{\Lambda}$ probablemente es mayor en momentos altos que en momentos bajos, cuando no se producen muchas partículas en momentos muy grandes, la aceptación del trigger 16 no ayuda, porque simplemente no hay lambdas que medir. Es por esto que debemos elegir al trigger 0, Control Trigger, para realizar el estudio de producción de Λ 's y $\bar{\Lambda}$'s por bin de momento, ya que su aceptación se extiende a momentos más bajos.

5.4. Correcciones por aceptación para la producción de Λ y $\bar{\Lambda}$ en función del momento

Después de haber elegido el mejor trigger basándonos en el número de partículas Λ o $\bar{\Lambda}$ que fueron producidas, y de estudiar su aceptación como función del momento, en esta sección realizaremos las correcciones a la producción de Λ y $\bar{\Lambda}$ como función del momento. Para esto, realizaremos un conteo de número de eventos por bin de

momento que se tienen en el trigger 0 y corregiremos este número utilizando su aceptación. Es importante mencionar que el haz del experimento CERN-NA62 contiene kaones, piones y protones, y que el KTAG está diseñado para distinguir al haz de K^+ , dejando sin distinción la componente del haz de p^+/π^+ (protones y piones), así que para complementar este estudio, además de realizar el análisis del número de partículas Λ o $\bar{\Lambda}$ por bin de momento, también estudiaremos la producción de estas partículas por bin de momento haciendo una distinción de haces.

En la figura 5.23 se muestra el número de partículas Λ observadas, y en la figura 5.24 se muestra ese número, corregido por aceptación. Los bins de momento tienen ancho igual a 5 GeV/c y están centrados en 20, 25, 30, ..., 75 GeV/c. Para calcular el número corregido se dividió el número de partículas Λ entre la aceptación utilizando los valores de la gráfica 5.19.

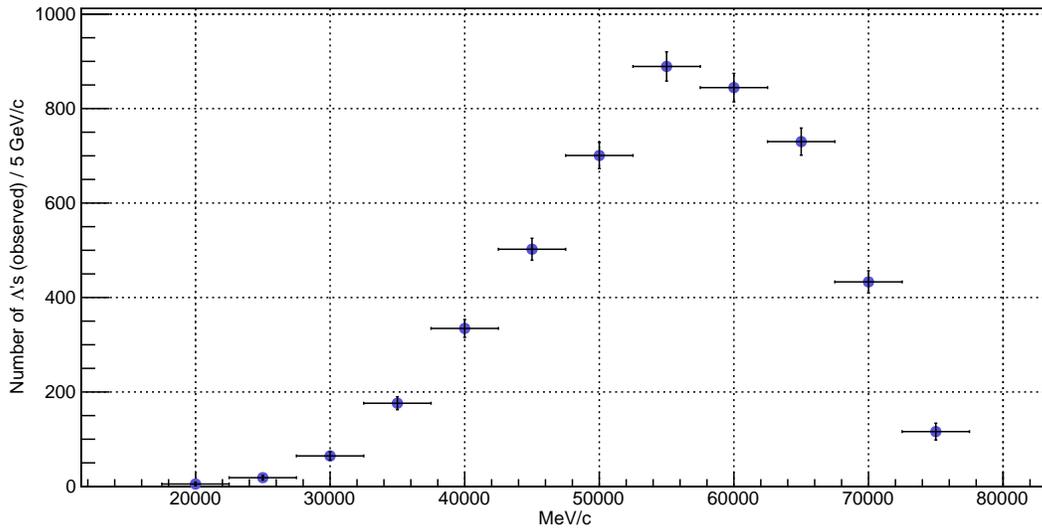


Figura 5.23 Número de partículas Λ observadas, por bin de momento y sin distinción de haz.

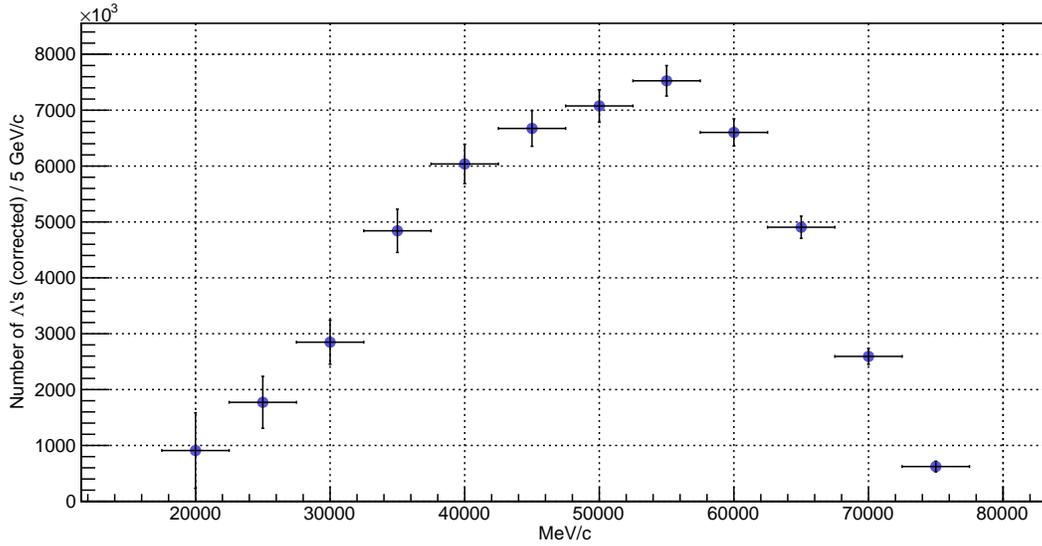


Figura 5.24 Número corregido de partículas Λ , por bin de momento y sin distinción de haz, corregido por aceptación.

A partir de estas dos últimas gráficas puede observarse un incremento rápido para el número de partículas Λ , pero se llega al máximo en 55 GeV/c y desciende rápidamente.

De forma similar, en las figuras 5.25 y 5.26 se muestra el número de partículas $\bar{\Lambda}$ por bin de momento, sin y con correcciones. Nuevamente el ancho del bin es de 5 GeV/c, pero en este caso se inició la cuenta del número de partículas desde 25 GeV/c debido a que para 20 GeV/c no se pudo ajustar el histograma de masa invariante a una gaussiana debido a la baja estadística.

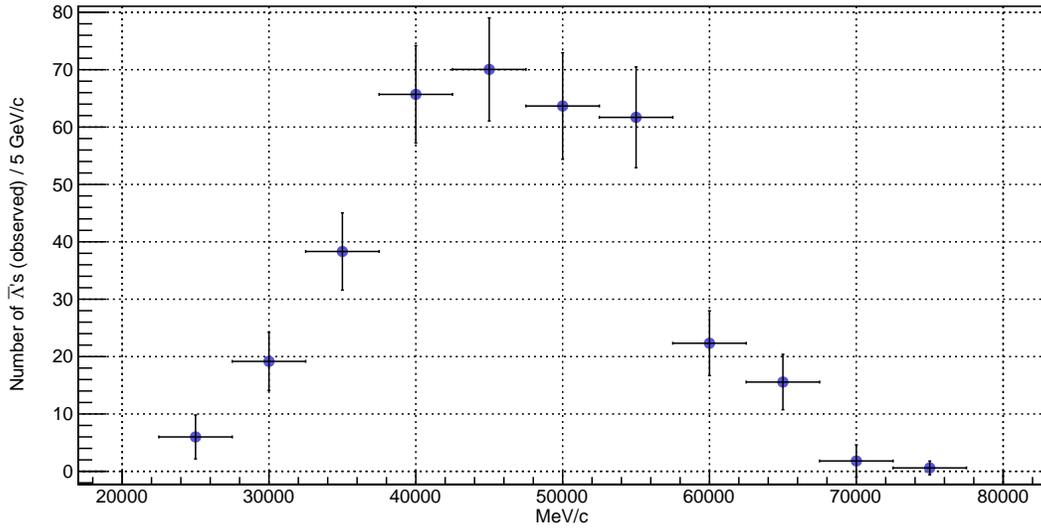


Figura 5.25 Número de partículas $\bar{\Lambda}$ observadas, por bin de momento y sin distinción de haz.

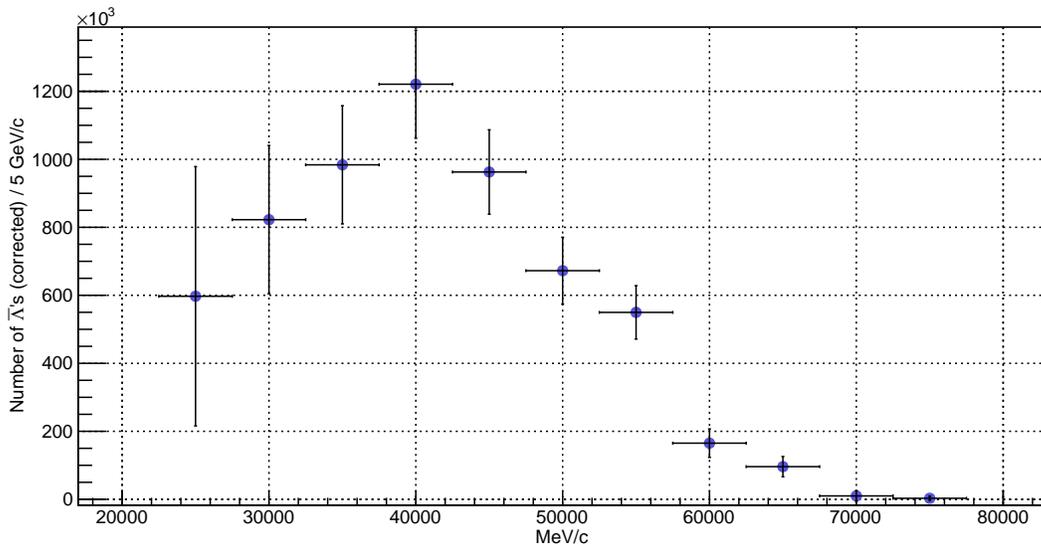


Figura 5.26 Número corregido de partículas $\bar{\Lambda}$ por bin de momento y sin distinción de haz, corregido por aceptación.

Al contrario del caso de Λ 's, para partículas $\bar{\Lambda}$ podemos notar un máximo en 40 GeV/c en el número corregido y una disminución rápida del número de éstas para los siguientes bins de momento.

Para realizar una comparación de la producción de partículas Λ y $\bar{\Lambda}$ por bin de momento en el experimento sin distinción de haz, se graficó en una sola figura el número corregido de Λ 's y $\bar{\Lambda}$'s, normalizando ambos conteos para comparar mejor ambas distribuciones, ya que la escala del número de Λ 's por bin de momento es mucho mayor que la de $\bar{\Lambda}$'s . Ambas distribuciones se muestran en la figura 5.29.

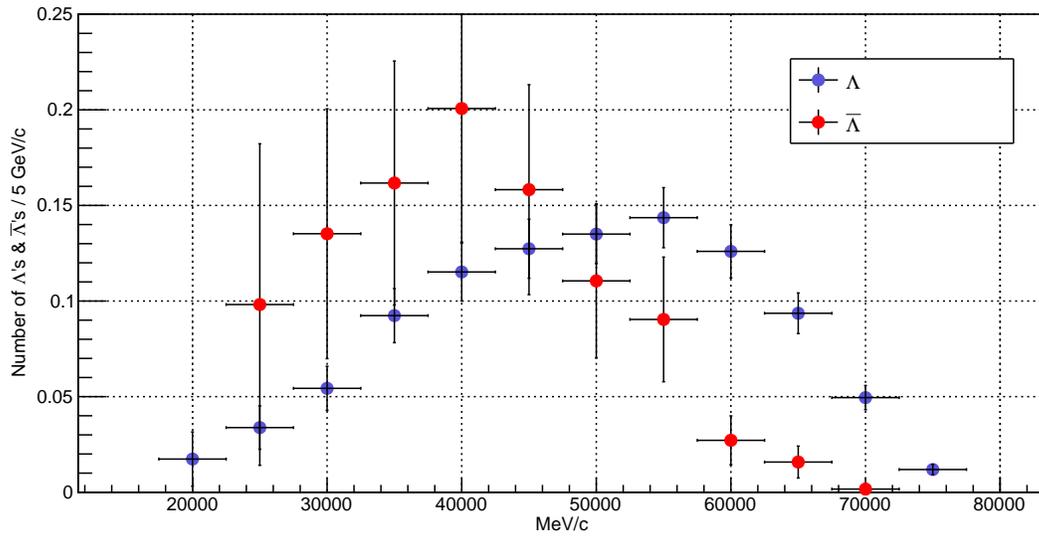


Figura 5.27 Número corregido y normalizado de partículas Λ y $\bar{\Lambda}$ por bin de momento sin distinción de haz.

Después de observar esta última figura, podemos concluir que las partículas Λ se producen principalmente con momentos más grandes que las $\bar{\Lambda}$'s, ya que el máximo de éstas se encuentra en momentos menores.

En la figura 5.28 se muestra la masa invariante de los pares $p^+\pi^-$ y $-\pi^+$ al realizar una distinción entre los haces K^+ y p^+/π^+ en el trigger 0. En cada una de estas figuras, el histograma de la izquierda presenta la masa invariante que se obtiene con haz de K^+ y la de la derecha con el haz de p^+/π^+ , además de que cada uno de las gráficas están ajustadas utilizando la función (5.1) en el rango 1116 ± 15 MeV/c².

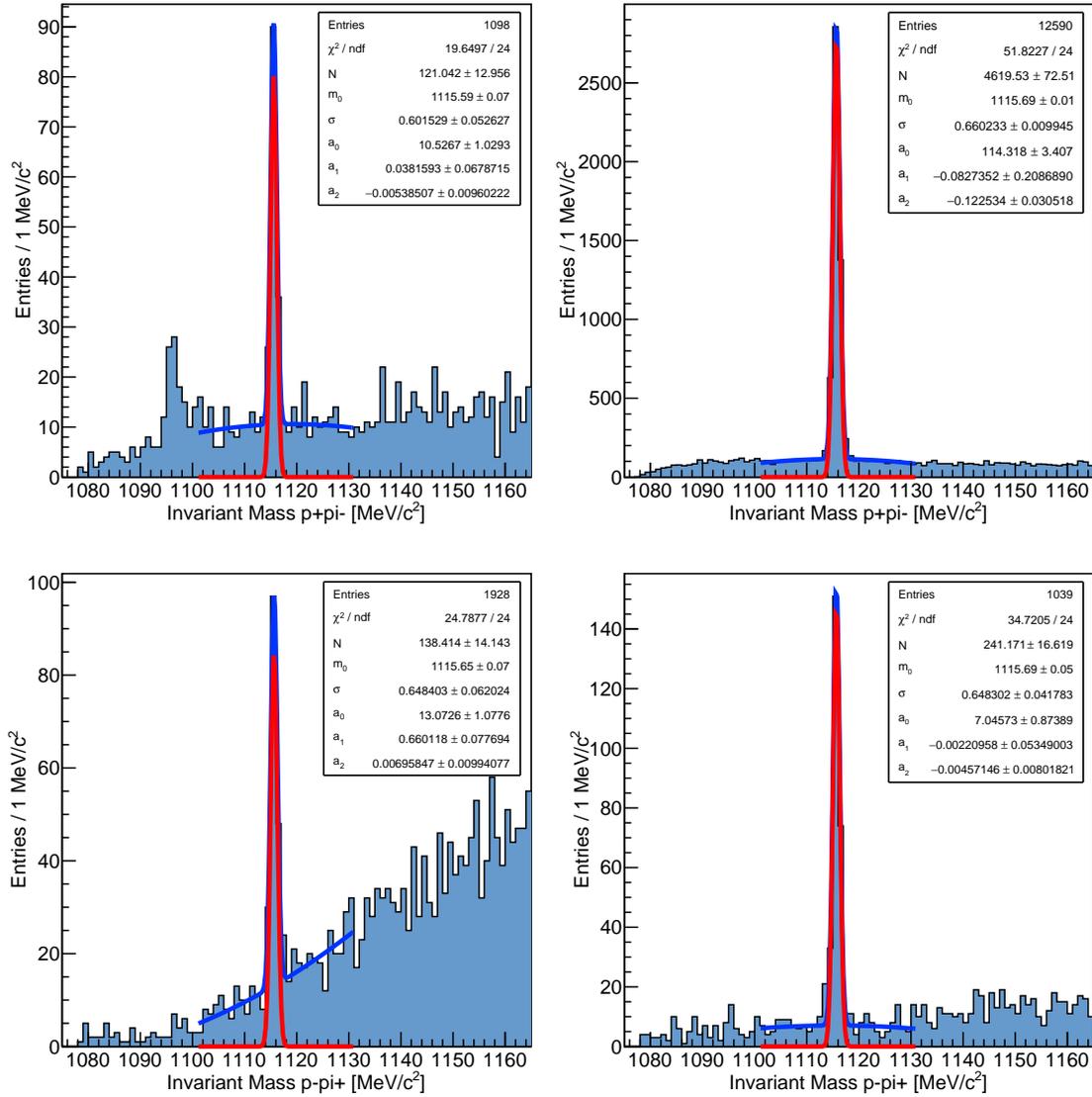


Figura 5.28 Masa invariante de $p^+\pi^-$ para el trigger 0 con distinción de haz de K^+ (superior izquierda), haz de p^+/π^+ (superior derecha) y masa invariante de $p^-\pi^+$ para el trigger 0 con distinción de haz de K^+ (inferior izquierda) y haz de p^+/π^+ (inferior derecha). Los cuatro histogramas están ajustados en el rango $1116 \pm 15 \text{ MeV}/c^2$ utilizando la función (5.1).

La figura 5.28 nos permite comparar el número de partículas Λ que se producen

usando diferentes haces. Podemos notar que la producción de partículas Λ^0 es mayor con el haz de p^+/π^+ que con el haz de K^+ : del orden de 4620 en el primer caso, comparadas con las 121 partículas que se obtienen con el haz de K^+ . De igual manera, notamos que existe una mayor producción de partículas $\bar{\Lambda}^0$ con el haz de p^+/π^+ que con el haz de K^+ , aunque la diferencia del número de partículas $\bar{\Lambda}^0$ por haz no es tan grande como en el caso anterior. Finalmente, de forma general, comparando el número de partículas Λ^0 y $\bar{\Lambda}^0$ que se obtienen para cada haz, podemos observar una mayor producción de partículas $\bar{\Lambda}^0$ que partículas Λ^0 con el haz de K^+ , pero no es comparable con la gran producción de partículas Λ^0 que se tiene sobre las $\bar{\Lambda}^0$ utilizando el haz de p^+/π^+ .

Tomando en cuenta que el K^+ está compuesto de un quark *anti strange* y un quark *up* ($\bar{s}u$), podemos entender que, como la extrañeza de la Λ^0 (uds) no coincide con la del haz, esto limita su producción, mientras que el hecho de que con un haz de protones ya tenemos el número bariónico adecuado, esto favorece su producción. En cambio, en el caso de la $\bar{\Lambda}^0$ ($\bar{u}\bar{d}\bar{s}$), ésta comparte la extrañeza del haz, en el caso de haz de kaones, y no comparte el número bariónico, en el caso del haz de protones, pero la producción es muy similar debido a que en el experimento solo el 6 % del haz es de kaones.

Finalmente, en las figuras 5.29 y 5.30 se muestran las distribuciones por bin de momento corregidas, separadas por haces. Esta es una de las mayores ventajas que tiene el NA62 para este tipo de análisis, el permitir la separación de la producción en diferentes haces.

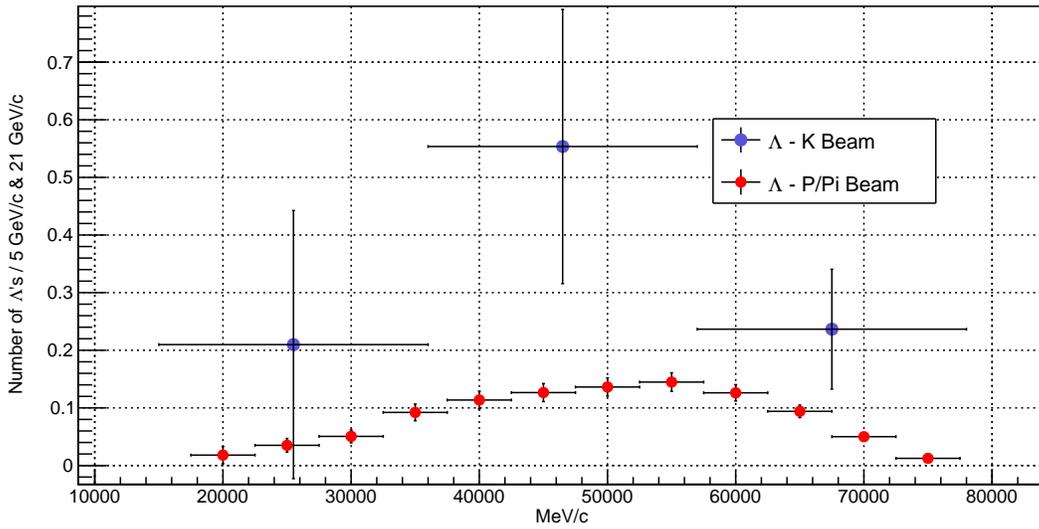


Figura 5.29 Número corregido y normalizado de partículas Λ por bin de momento con distinción de haz.

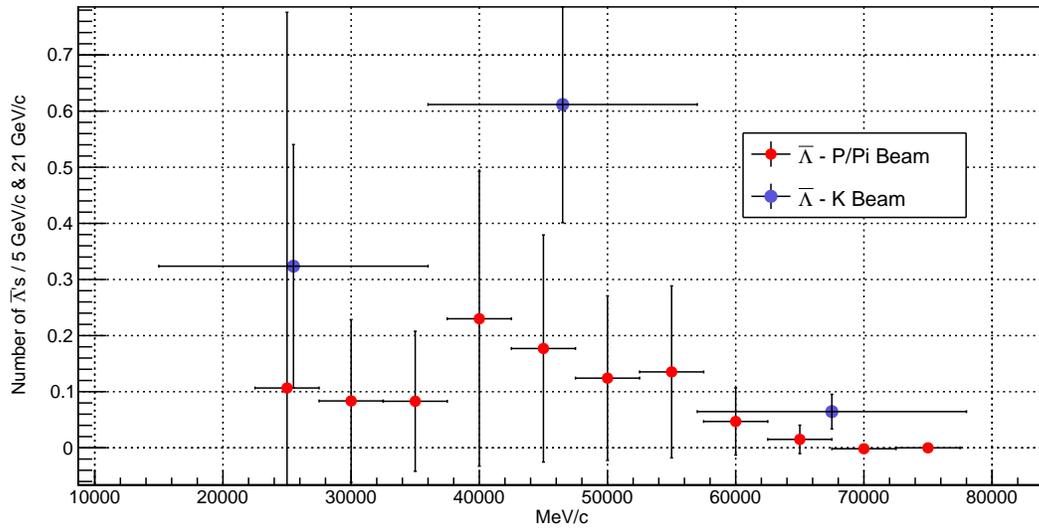


Figura 5.30 Número corregido y normalizado de partículas $\bar{\Lambda}$ por bin de momento con distinción de haz.

Capítulo 6

Conclusión

En este trabajo hemos estudiado la producción de partículas Λ y $\bar{\Lambda}$ en el experimento CERN-NA62. El NA62 tiene como objetivo principal el estudio de decaimientos raros del K^+ , por lo que en principio nuestro objetivo de estudio queda fuera del programa principal del experimento.

Suponiendo que el GTK3 puede funcionar como blanco fijo para el haz compuesto de π^+ , p^+ , K^+ , hemos logrado demostrar que aún cuando el GTK3 es un elemento muy delgado del aparato, la alta intensidad del haz provoca que se produzcan muchas partículas Λ y $\bar{\Lambda}$ en el experimento.

Como resultados de nuestro trabajo podemos citar los siguientes:

1) Obtuvimos un pico claro de Λ 's y $\bar{\Lambda}$'s en las distribuciones de masa invariante respectivas a los pares $p^+\pi^-$ y $p^-\pi^+$, que al ser ajustado por una gaussiana nos da los valores $m_\Lambda = 1115.69 \pm 0.01$ MeV/c² y $m_{\bar{\Lambda}} = 1115.68 \pm 0.04$ MeV/c², siendo $m_{\Lambda, PDG} = 1115.683 \pm 0.006$ MeV/c² y $(m_\Lambda - m_{\bar{\Lambda}})/m_\Lambda = (-0.1 \pm 1.1) \times 10^{-5}$ los valores ajustados de la masa de la $\Lambda(1115)$ y $\bar{\Lambda}(1115)$ dados por el PDG.

2) Realizamos una estimación simple del tiempo de vida de la Λ y $\bar{\Lambda}$, obteniendo los valores $\tau_\Lambda = 30.51 \pm 0.59$ ps y $\tau_{\bar{\Lambda}} = 28.61 \pm 2.14$ ps, mientras que los valores ajustados por el PDG son $\tau_\Lambda = 26.32 \pm 0.20$ ps y $(\tau_\Lambda - \tau_{\bar{\Lambda}})/\tau_\Lambda = -0.001 \pm 0.009$.

3) Estudiamos la producción de Λ 's y $\bar{\Lambda}$'s como función del momento y por haces diferentes. Para simplificar las correcciones por MC, utilizamos únicamente los datos del trigger 0, el cual presentó la mayor cantidad de partículas Λ y $\bar{\Lambda}$, así como mayor

razón entre número de eventos y background en comparación con otros triggers. Como resultados de las distribuciones de número de Λ 's y $\bar{\Lambda}$'s producidas como función del momento, corregidas por aceptación sin distinción de haz, se observó una mayor producción de Λ 's en momentos mayores, mientras que para $\bar{\Lambda}$'s se observó en momentos menores; también se produjeron más partículas Λ y $\bar{\Lambda}$ con el haz de p^+/π^+ en comparación con el haz de K^+ .

4) Finalmente, queremos resaltar que la importancia de estos análisis radica principalmente en que existen pocos experimentos que han utilizado haces de kaones, además de que su estadística es bastante limitada, mientras que NA62 tiene una alta estadística para la producción de las partículas Λ y $\bar{\Lambda}$ con tres diferentes haces, destacando el uso del haz de K^+ .

Referencias

- [1] G. Aad y col. “Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC”. En: *Physics Letters B* 716.1 (2012), págs. 1-29. ISSN: 0370-2693. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.020>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S037026931200857X>.
- [2] S. Abachi y col. “Observation of the Top Quark”. En: *Phys. Rev. Lett.* 74 (14 1995), págs. 2632-2637. DOI: [10.1103/PhysRevLett.74.2632](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.74.2632). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.74.2632>.
- [3] E Adli y col. *Letter of Intent for a Demonstration Experiment in Proton-Driven Plasma Wakefield Acceleration*. Inf. téc. Geneva: CERN, 2011. URL: <https://cds.cern.ch/record/1357313>.
- [4] Carl D. Anderson. “The Positive Electron”. En: *Physical Review* 43.6 (mar. de 1933), págs. 491-494. DOI: [10.1103/PhysRev.43.491](https://doi.org/10.1103/PhysRev.43.491).
- [5] G. Arnison y col. “Experimental observation of isolated large transverse energy electrons with associated missing energy at s=540 GeV”. En: *Physics Letters B* 122.1 (1983), págs. 103-116. ISSN: 0370-2693. DOI: [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(83\)91177-2](https://doi.org/10.1016/0370-2693(83)91177-2). URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269383911772>.
- [6] CERN. “CERN OVERVIEW animation”. En: (2015). DOI: [10.17181/cds.2020780](https://doi.org/10.17181/cds.2020780).
- [7] CERN. *NA62*. 2022. URL: <https://home.cern/science/experiments/na62>.
- [8] CERN. *Our history: Where did it all begin?* 2022. URL: <https://home.cern/about/who-we-are/our-history>.

-
- [9] CERN. *The Large Hadron Collider*. 2022. URL: <https://home.cern/science/accelerators/large-hadron-collider>.
- [10] CERN. *The Proton Synchrotron*. 2022. URL: <https://home.cern/science/accelerators/proton-synchrotron>.
- [11] Shao-min Chen. “Rare kaon decay from E949 at BNL: $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \text{ anti-}\nu$ ”. En: *32nd International Conference on High Energy Physics*. Sep. de 2004, págs. 825-828. DOI: [10.1142/9789812702227_0156](https://doi.org/10.1142/9789812702227_0156). arXiv: [hep-ex/0409064](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0409064).
- [12] J. H. Christenson y col. “Evidence for the 2π Decay of the K_2^0 Meson”. En: *Phys. Rev. Lett.* 13 (4 1964), págs. 138-140. DOI: [10.1103/PhysRevLett.13.138](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.13.138). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.13.138>.
- [13] COMPASS. *COmmon Muon Proton Apparatus for Structure and Spectroscopy*. 2022. URL: <http://wwwcompass.cern.ch/>.
- [14] Russ Cooper y E Hnote. *SELEX in a Nutshell*.
- [15] V. Fanti y col. “The beam and detector for the NA48 neutral kaon CP violation experiment at CERN”. En: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 574.3 (2007), págs. 433-471. ISSN: 0168-9002. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2007.01.178>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900207002719>.
- [16] M Gell-Mann. “THE EIGHTFOLD WAY: A THEORY OF STRONG INTERACTION SYMMETRY”. En: (). DOI: [10.2172/4008239](https://doi.org/10.2172/4008239). URL: <https://www.osti.gov/biblio/4008239>.
- [17] Howard Georgi y S. L. Glashow. “Unity of All Elementary-Particle Forces”. En: *Phys. Rev. Lett.* 32 (8 1974), págs. 438-441. DOI: [10.1103/PhysRevLett.32.438](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.32.438). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.32.438>.
- [18] E. Cortina Gil y col. “The beam and detector of the NA62 experiment at CERN”. En: *Journal of Instrumentation* 12.05 (2017), P05025-P05025. DOI: [10.1088/1748-0221/12/05/p05025](https://doi.org/10.1088/1748-0221/12/05/p05025). URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/12/05/p05025>.
- [19] V. D. Hopper y S. Biswas. “Evidence Concerning the Existence of the New Unstable Elementary Neutral Particle”. En: *Phys. Rev.* 80 (6 1950), págs. 1099-1100.

- DOI: [10.1103/PhysRev.80.1099](https://doi.org/10.1103/PhysRev.80.1099). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.80.1099>.
- [20] Tom Kibble. “The Standard Model of Particle Physics”. En: *European Review* 23 (dic. de 2014). DOI: [10.1017/S1062798714000520](https://doi.org/10.1017/S1062798714000520).
- [21] T. K. Komatsubara. “Recent results from the BNL E787 experiment”. En: *30th International Conference on High-Energy Physics*. Jul. de 2000, págs. 753-755. arXiv: [hep-ex/0009047](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0009047).
- [22] C. Milsteñe Fermi. “Charged kaons at the main injector (CKM)”. En: *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements* 93.1 (2001), págs. 348-351. ISSN: 0920-5632. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0920-5632\(00\)01133-6](https://doi.org/10.1016/S0920-5632(00)01133-6). URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0920563200011336>.
- [23] K.A. Olive et al. (Particle Data Group). *Kaon*. 2014.
- [24] M. Tanabashi et al. (Particle Data Group). *Lambda*. 2018.
- [25] J. Pochodzalla. “Hyperon production in the WA89 experiment at CERN”. En: *Hirschegg '01: Structure of Hadrons: 29th International Workshop on Gross Properties of Nuclei and Nuclear Excitations*. Ene. de 2001, págs. 243-248.
- [26] D. Robson. “Isospin in Nuclei”. En: *Science* 179.4069 (1973), págs. 133-139. (Visitado 02-08-2022).
- [27] Lewis H. Ryder. *Quantum Field Theory*. 2.^a ed. Cambridge University Press, 1996, pág. 18. DOI: [10.1017/CBO9780511813900](https://doi.org/10.1017/CBO9780511813900).
- [28] Julian Schwinger. “Gauge Invariance and Mass. II”. En: *Phys. Rev.* 128 (5 1962), págs. 2425-2429. DOI: [10.1103/PhysRev.128.2425](https://doi.org/10.1103/PhysRev.128.2425). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.128.2425>.
- [29] “Searches for new physics with high-intensity kaon beams”. En: *2022 Snowmass Summer Study*. Abr. de 2022. arXiv: [2204.13394](https://arxiv.org/abs/2204.13394) [[hep-ex](https://arxiv.org/abs/2204.13394)].
- [30] CERN Stefania Pandolfi. *Awakening acceleration: AWAKE's plasma cell arrives*. CERN Accelerating science. 2016. URL: <https://home.cern/news/news/experiments/awakening-acceleration-awakes-plasma-cell-arrives>.
- [31] “The Proton Synchrotron”. En: (2012). URL: <https://cds.cern.ch/record/1997189>.

-
- [32] “The Proton Synchrotron Booster”. En: (2012). URL: <https://cds.cern.ch/record/1997372>.
- [33] “The Super Proton Synchrotron”. En: (2012). URL: <https://cds.cern.ch/record/1997188>.
- [34] Steven Weinberg. “A Model of Leptons”. En: *Phys. Rev. Lett.* 19 (1967), págs. 1264-1266. DOI: [10.1103/PhysRevLett.19.1264](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.19.1264).
- [35] C. N. Yang y R. L. Mills. “Conservation of Isotopic Spin and Isotopic Gauge Invariance”. En: *Phys. Rev.* 96 (1 1954), págs. 191-195. DOI: [10.1103/PhysRev.96.191](https://doi.org/10.1103/PhysRev.96.191). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.96.191>.



Asunto: Revisión de Tesis
León, Guanajuato, Octubre 2022

Dr. David Y. G. Delepine
Director
División de Ciencias e Ingenierías, Campus León
Universidad de Guanajuato
PRESENTE

Estimado Dr. Delepine:

Por medio de la presente le informo que he revisado la tesis **“Producción de $\Lambda^0(1115)$ y $\bar{\Lambda}^0(1115)$ en CERN-NA62”** escrita por la estudiante de la Maestría en Física de la DCI **Ana Isabel Moreno Hernández**. En mi opinión la tesis esta lista para ser presentada y estoy de acuerdo que se proceda al examen recepcional, una vez que se cumplan los procedimientos administrativos correspondientes.

Sin más por el momento, le envío saludos cordiales.

ATENTAMENTE
"LA VERDAD OS HARÁ LIBRES"

Una firma manuscrita en tinta que parece decir "Argelia".

DRA. ARGELIA BERNAL BAUTISTA



León, Guanajuato, 29 de septiembre de 2022

Dr. David Delepine
Director de la División de Ciencias e Ingenierías
Campus León, Universidad de Guanajuato
PRESENTE

Estimado Dr. Delepine:

Por este medio, me permito informarle que he leído la tesis titulada “**Producción de $\Lambda_0(1115)$ y $\bar{\Lambda}_0(1115)$ en CERN-NA62**” que realizó **Ana Isabel Moreno Hernández** como requisito para obtener el grado de Maestra en Física.

Considero que el trabajo de maestría realizado por Ana reúne los requisitos necesarios de calidad e interés académico para que sea defendida en un examen de grado de maestría, 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”

Una firma manuscrita en tinta azul que parece decir "JBM".

Dr. Juan Barranco Monarca
División de Ciencias e Ingenierías UG

División de Ciencias e Ingenierías, Campus León

Loma del Bosque 103, Fracc. Lomas del Campestre, 37150 León, GTO, Mx

Tel. 477 788-5100 . <http://www.dci.ugto.mx>

UNIVERSIDAD DE
GUANAJUATO



León, Guanajuato, 19 de agosto de 2022

Dr. David Delepine
Director
División de Ciencias e Ingenierías
PRESENTE

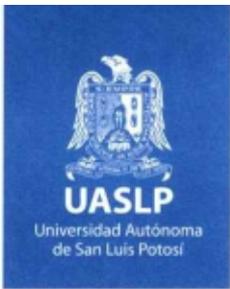
Por medio de la presente me permito informar que he leído la tesis titulada “Producción de $\Lambda^0(1115)$ y $\bar{\Lambda}^0(1115)$ en CERN-NA62”, que para obtener el grado de Maestría en Física ha sido elaborada por la Lic. Ana Isabel Moreno Hernández. En mi opinión, la tesis cumple con los requisitos 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.

Atentamente

Dr. Carlos Alberto Vaquera Araujo
Catedrático Conacyt
Departamento de Física
DCI, Campus León
vaquera@fisica.ugto.mx

División de Ciencias e Ingenierías, Campus León
Loma del Bosque 103, Fracc. Lomas del Campestre
C.P. 37520, León, Gto., México

www.dci.ugto.mx



Dr. Jürgen Engelfried
Instituto de Física
Universidad Autónoma de San Luis Potosí
Manuel Nava #6, Zona Universitaria
San Luis Potosí, S.L.P. 78240
Mexico
Phone: +52 444 8036384
Email: jurgen@ifisica.uaslp.mx

6 de octubre de 2022

Dr. David Delepine
Director de la División de Ciencias e Ingenierías
Universidad de Guanajuato

Estimado Dr. Delepine,

Me permito informarle que he leído y revisado la tesis **Producción de $\Lambda^0(1115)$ y $\bar{\Lambda}(1115)$ en CERN-NA62** que **Ana Isabel Moreno Hernández** 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



ANIVERSARIO DE LA
AUTONOMÍA
UASLP 2023

www.uaslp.mx

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

"Rumbo al centenario de la autonomía universitaria".