

UNIVERSIDAD TÉCNICA FEDERICO SANTA
MARÍA

DEPARTAMENTO DE FÍSICA
VALPARAÍSO — CHILE



UNIVERSIDAD TECNICA
FEDERICO SANTA MARIA

ESTUDIO DE HADRONIZACION EN MEDIO NUCLEAR USANDO DATOS DE CLAS 12

Paulo Sebastián Pérez Araya

Profesor guía: Hayk Hakobyan

Comité de tesis: Benjamin Guiot
Alfonso Zerwekh



CONSTANCIA DE VALIDACIÓN Y CONFIDENCIALIDAD DE MONOGRAFÍA A REPOSITORIO ACADÉMICO

1.- IDENTIFICACIÓN DEL TRABAJO ACADÉMICO

Tipo de monografía (marcar una opción): ☒ Memoria o trabajo de título ☐ Tesis de Postgrado

Título del trabajo: Estudio de hadronización en medio nuclear con datos de CLAS 12

Nombre del candidato(a): Paulo Pérez Araya

Carrera / Grado: Licenciado en Física

Campus: Campus Casa Central Valparaíso Departamento: Departamento de Física

2.- VALIDACIÓN DEL PROFESOR GUÍA/DIRECTOR DE TESIS

Yo, Hayk Hakobyan, en mi calidad de profesor(a) guía/director(a) del trabajo académico mencionado anteriormente **DEJO CONSTANCIA** que:

- He revisado esta versión del documento y corresponde a la versión final aprobada del trabajo.
- El trabajo cumple con los requisitos académicos y de formato establecidos por la institución.

3.- EVALUACIÓN DE CONFIDENCIALIDAD POR PROPIEDAD INDUSTRIAL (marcar una opción)

☒ El trabajo **NO contiene** información que amerite confidencialidad y puede ser publicado de inmediato en repositorio con acceso abierto.

☐ El trabajo **CONTIENE** información con potenciales implicancias de propiedad industrial o intelectual y requiere un periodo de confidencialidad (**embargo**) por (**marcar una opción**):

☐ 6 meses ☐ 12 meses ☐ 2 años ☐ 3 años ☐ 5 años ☐ 10 años

Fundamentación de la necesidad de confidencialidad (obligatorio si se solicita embargo):

4.- FIRMAS

Profesor(a) guía o director(a) de memoria o tesis:

Fecha: 29 de enero, 2026 Firma: 

Estudiante o Candidato(a):

Fecha: 29 de enero, 2026 Firma: 

Este formulario debe ser insertado como página 2 de la memoria o tesis, completado y firmado por estudiante y profesor(a) antes de la entrega en portal PRISMA de Biblioteca USM.

Índice general

1. Introducción	2
2. Marco teorico	4
2.0.1. Deep Inelastic Scattering (DIS)	4
2.0.2. Hadronización	6
2.0.3. Razón de multiplicidades $R(z)$	7
3. Detectores	9
3.1. Continuous Electron Beam Accelerator Facility(CEBAF)	10
3.2. Espectrometro CLAS12	11
3.3. Tracking systems	12
4. Metodología	18
4.1. Software ROOT	18
4.2. Blancos nucleares (Targets)	18
4.3. Datos y condiciones experimentales	19
4.4. Selección de eventos y cortes	19
4.5. Ajuste del vértice longitudinal y definición de ventanas	21
4.6. Construcción de histogramas en z_h	22
4.7. Cálculo de la razón de multiplicidades $R(z)$	23
5. Resultados y Discusiones	25
6. Conclusiones	28

Resumen

En este trabajo se estudia el proceso de hadronización en el medio nuclear, mediante la producción de piones positivos inducida por electrones en procesos de dispersión inelástica profunda semi-inclusiva (SIDIS). El análisis se realiza utilizando datos experimentales obtenidos con el espectrómetro CLAS12 del Jefferson Laboratory, considerando colisiones sobre distintos blancos nucleares sólidos (C, Al, Cu, Sn y Pb) y utilizando al deuterio líquido como un sistema de referencia casi libre.

A partir de los eventos reconstruidos se analizan distribuciones en la variable cinemática z_h , definida como la fracción de la energía del fotón virtual transportada por el hadrón observado. Con estas distribuciones se construye la razón de multiplicidades $R(z)$, la cual permite cuantificar las modificaciones del proceso de hadronización en función del medio nuclear. Para ello, se implementa una selección de eventos basada en el vértice, junto con la normalización de las distribuciones utilizando el número de electrones dispersados.

Los resultados muestran una clara dependencia de la producción hadrónica con el número másico del núcleo. En particular, se observa una supresión nuclear ($R(z) < 1$) en el intervalo $0.2 < z_h < 1$, la cual se vuelve más pronunciada a medida que aumenta el número másico del blanco. Asimismo, en la región de bajo z_h se identifica un realce en la producción hadrónica. Estos resultados son consistentes con el marco teórico de la hadronización en medio nuclear y evidencian la influencia del entorno nuclear en la formación de hadrones.

Capítulo 1

Introducción

Desde incluso antes de la consolidación de la ciencia moderna, el ser humano ha reflexionado filosóficamente sobre la naturaleza de la materia. Estas inquietudes llevaron, a lo largo de los siglos, al desarrollo de diversos modelos físicos con el objetivo de comprender su estructura fundamental. En la actualidad, este esfuerzo ha culminado en el Modelo Estándar de la física de partículas, el cual describe con gran precisión las partículas elementales y las interacciones de la materia.

Dentro de este marco teórico, una de las herramientas experimentales para el estudio de la estructura interna de los hadrones es la Dispersión Inelástica Profunda (Deep Inelastic Scattering, DIS). Proceso en que un leptón, como el electrón, interactúa con un protón mediante el intercambio de un fotón virtual, transfiriendo un cuatro-momento q^μ . A energías suficientemente altas, esta interacción permite sondear partículas elementales que conforman al protón, principalmente quarks y gluones, experimentando un proceso no perturbativo conocido como *hadronización*, mediante el cual se reorganizan para formar hadrones observables, tales como piones y kaones. En particular, la producción de piones positivos (π^+), resulta de especial interés, ya que está asociada a la fragmentación de quarks de tipo u , abundantes en el protón. Además, los piones positivos constituyen un observable experimental sensible a las interacciones del sistema en hadronización con el medio nuclear, permitiendo estudiar cómo estas interacciones afectan la producción final de hadrones.

En este trabajo se estudia el proceso de hadronización asociado a la producción de piones positivos inducida por electrones, utilizando datos experimentales obtenidos con el detector *CLAS12*, comparando colisiones sobre distintos blancos nucleares como el deuterio líquido, utilizado como referencia, y varios blancos sólidos, como son el carbono, aluminio, cobre, estaño y plomo.

A partir de los eventos reconstruidos en su conjunto a partir del espectrómetro CLAS 12, se obtendrán distribuciones en la variable z_h , definida como la fracción de energía del hadrón con respecto a la energía transferida por el fotón virtual. Con estas distribuciones se construye $R(z_h)$ definido como el cociente entre los histogramas de piones producidos en blancos sólidos y en deuterio. Permitiendo estudiar cómo la hadronización se ve modificada en distintos medios nucleares.

Como estructura, el Capítulo 2 introduce el marco teórico del DIS, el proceso de hadro-

nización y la definición del observable $R(z_h)$, el Capítulo 3 describe el experimento CLAS12 y el funcionamiento de sus detectores, finalmente, en el Capítulo 4 se presentan resultados experimentales, los cuales serán posteriormente discutidos.

Capítulo 2

Marco teorico

2.0.1. Deep Inelastic Scattering (DIS)

El proceso de dispersión inelástica profunda (DIS) consiste en la interacción entre un leptón ℓ y un nucleón N , que actúa como blanco, provocada por el intercambio de un fotón virtual[1]. Como resultado de esta interacción se observa un leptón dispersado ℓ' y un estado hadrónico final X , el cual consiste en un conjunto de hadrones[2].

La dispersión se denomina inelástica debido a que el nucleón no permanece intacto tras la interacción, sino que se excita y fragmenta produciendo el estado hadrónico final [3].

Cuadrimomento

En relatividad se utiliza el cuadrimomento, definido como

$$p^\mu = (E, \vec{p}), \quad (2.1)$$

donde E representa la energía de la partícula y $\vec{p}$ su momento tridimensional. El índice μ recorre los valores $\mu = 0, 1, 2, 3$ [3].

En el caso de DIS se asignan los siguientes cuadrimomentos:

- k^μ : cuadrimomento del leptón incidente ℓ ,
- k'^μ : cuadrimomento del leptón dispersado ℓ' ,
- P^μ : cuadrimomento del nucleón blanco N .

Fotón virtual y momento transferido

La interacción entre el leptón y el nucleón ocurre mediante el intercambio de un fotón virtual, el cual transfiere energía y momento al sistema hadrónico. La conservación de la energía y el momento permite definir el cuadrimomento transferido como

$$q = k - k'. \quad (2.2)$$

La cantidad q representa el cuadrimomento transferido al nucleón y se interpreta como el cuadrimomento del fotón virtual γ^* . Este fotón no es detectado como una partícula libre en el estado final, sino que corresponde a un cuanto que actúa como intermediario del campo electromagnético en la interacción entre el leptón y el nucleón, motivo por el cual se denomina fotón virtual.[3].

Virtualidad del fotón

La virtualidad del fotón se define como

$$Q^2 = -q^2 > 0, \quad (2.3)$$

donde $q^2 = q_\mu q^\mu$ corresponde al producto escalar relativista del cuadrimomento transferido.

En los procesos de DIS, el fotón virtual es de tipo space-like, lo que implica que $q^2 < 0$. Por conveniencia, se introduce la variable positiva Q^2 . Físicamente, Q^2 determina la resolución espacial del sondeo, valores grandes de Q^2 corresponden a longitudes de onda pequeñas, permitiendo resolver los constituyentes internos del nucleón, principalmente quarks y gluones.

De manera aproximada, esta resolución puede asociarse a una longitud característica $\Delta x \sim 1/\sqrt{Q^2}$.

Usualmente se impone el criterio $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$ para asegurar que la dispersión ocurra profundamente. [3][4].

Energía transferida

En el sistema de laboratorio, la energía transferida al sistema hadrónico se define como

$$\nu = E - E', \quad (2.4)$$

donde E es la energía del leptón incidente y E' la energía del leptón dispersado detectado por el espectrómetro [5]. La cantidad ν representa la energía entregada por el leptón al sistema hadrónico.[4].

SIDIS

En la dispersión inelástica profunda semi-inclusiva (SIDIS) se detecta, además del leptón dispersado, un hadrón en el estado final:

$$\ell + N \rightarrow \ell' + h + X. \quad (2.5)$$

En este trabajo, el hadrón observado h corresponde a un pión positivo π^+ , una de las partículas más frecuentemente analizadas para estudiar la hadronización en el medio nuclear [4].

La variable :

$$z_h = \frac{E_h}{\nu} \quad (2.6)$$

representa la fracción de la energía del fotón virtual transportada por el hadrón detectado, donde E_h es la energía del hadrón.[3].

Cabe aclarar que valores bajos de z_h pueden estar dominados por hadrones suaves o por la fragmentación del blanco, mientras que valores muy altos están asociados a procesos más exclusivos. Por esta razón, se selecciona el rango cinemático [4]

$$0.3 < z_h < 0.7 \quad (2.7)$$

siguiendo los criterios experimentales utilizados por la colaboración HERMES [4].

2.0.2. Hadronización

Al estudiar las partículas elementales, se observa que no todas pueden ser detectadas de manera aislada. En particular, los quarks nunca se observan libres en la naturaleza, sino que se encuentran confinados dentro de partículas compuestas, tales como protones, neutrones o piones. Sin embargo, en procesos de alta energía, como la dispersión in-elástica profunda (DIS) descrita anteriormente, un quark puede recibir una gran cantidad de energía y quedar fuertemente excitado [2]. Aun en estas condiciones, debido al confinamiento de color, el quark no puede propagarse de manera libre, sino que debe evolucionar hacia partículas observables[3] . El proceso mediante el cual los quarks y gluones se reorganizan para formar hadrones se conoce como *hadronización*[1].

Al separarse un quark excitado del resto del nucleón, se forma entre ellos un tubo de flujo de color. A medida que la distancia entre ambos aumenta, la energía almacenada en el tubo también crece, hasta alcanzar un punto en el cual resulta energéticamente favorable la creación de un par quark-antiquark a partir del vacío. Estos quarks recién creados pueden combinarse con los quarks originales, dando lugar a la formación de mesones y bariones.[3].

En el caso de un protón aislado, el quark excitado se hadroniza esencialmente en el vacío. Por lo que cuando el proceso ocurre en un núcleo pesado, el quark o el estado intermedio puede interactuar con la materia nuclear antes de formarse completamente el hadrón final. Durante este recorrido, el sistema puede interactuar con otros nucleones del núcleo, perdiendo energía o viéndose modificada la formación del hadrón. Como consecuencia, el proceso de hadronización, depende del medio nuclear en el cual ocurre.[2].

Debido a la imposibilidad de observar directamente la hadronización, este proceso se estudia de manera indirecta a través de la producción de hadrones, analizando su número, su energía y su distribución en variables cinemáticas fundamentales como la fracción de energía z_h . En particular, la comparación experimental entre un blanco de deuterio (liquido en instalaciones como CLAS12), considerado como un sistema casi libre, y por otro lado núcleos más pesados que permiten investigar cómo el medio nuclear modifica el proceso de hadronización, lo cual apunta el enfoque de este trabajo.[2]

2.0.3. Razón de multiplicidades $R(z)$

Como se mencionó anteriormente, el proceso de hadronización no es directamente observable. Por esta razón, se estudia de manera indirecta a través de la producción de hadrones en procesos de dispersión inelástica. En este contexto, la razón de multiplicidades $R(z)$ es un observable que permite cuantificar cómo cambia la producción de hadrones cuando el proceso ocurre dentro de un núcleo, en comparación con un sistema casi libre. [1]

Para definir este observable, es necesario introducir el concepto de *multiplicidad hadrónica*, la cual se define como el número promedio de hadrones producidos por electrón incidente, estudiado como función de la variable z_h [2]. La multiplicidad permite analizar cómo se reparte la energía transferida durante el proceso de hadronización. Sin embargo, la medición de multiplicidades de manera absoluta en un núcleo presenta dificultades que están asociadas a la eficiencia del detector, la normalización y la luminosidad experimental[4].

Con el fin de minimizar estos efectos sistemáticos, la solución estándar y la que se ocupa en este trabajo, consiste en comparar la producción de hadrones en dos blancos distintos. En este trabajo se define la razón de multiplicidades como

$$R(z_h) = \frac{\left(\frac{1}{N_e^S} \frac{dN_{\pi^+}^S}{dz_h} \right)}{\left(\frac{1}{N_e^L} \frac{dN_{\pi^+}^L}{dz_h} \right)}, \quad (2.8)$$

Aquí, N_e^S representa el número total de electrones seleccionados en eventos de dispersión profundamente inelástica (DIS), donde se identificó al menos un pion positivo (π^+) en el estado final para el blanco S (o deuterio L). La normalización por N_e permite definir la multiplicidad de piones positivos producidos por electrón dispersado. [4]

La interpretación física de $R(z_h)$ es la siguiente:

- **Caso 1:** $R(z_h) = 1$

Un valor $R(z_h) = 1$ indica que no se observan efectos nucleares apreciables, es decir, que el proceso de hadronización ocurre de manera similar en el deuterio y en el núcleo sólido, dentro de las incertidumbres experimentales [1].

- **Caso 2:** $R(z_h) < 1$

Valores $R(z_h) < 1$ corresponden a una supresión nuclear, lo que indica que una menor fracción de hadrones alcanza el estado final en núcleos sólidos en comparación con el deuterio. Este comportamiento puede deberse a mecanismos como la pérdida de energía del sistema producido, la absorción hadrónica o interacciones del sistema producidos por el medio nuclear [2].

- **Caso 3:** $R(z_h) > 1$

Valores $R(z_h) > 1$ indican un realce en la producción hadrónica por electrón en un núcleo sólido respecto al deuterio. Este efecto puede interpretarse como resultado de la redistribución de la energía del sistema hadrónico y de procesos secundarios inducidos por la interacción del sistema producido con el medio nuclear [1].

Tabla 1: Resumen de variables cinemáticas y expresiones utilizadas en DIS y SIDIS.

Expresión	Significado físico
$q = k - k'$	Cuadrimomento transferido al nucleón (fotón virtual)
$Q^2 = -q^2$	Virtualidad del fotón virtual, determina la resolución del sondeo
$\nu = E - E'$	Energía transferida al sistema hadrónico
$y = \frac{\nu}{E}$	Fracción de energía del leptón incidente transferida al sistema
$z_h = \frac{\nu}{E_h}$	Fracción de la energía del fotón virtual transportada por el hadrón
$\ell + N \rightarrow \ell' + X$	Proceso de dispersión inelástica profunda (DIS)
$\ell + N \rightarrow \ell' + h + X$	Proceso de dispersión in-elástica profunda semi-inclusiva (SIDIS)
$R(z_h) = \frac{\left(\frac{1}{N_e^S} \frac{dN_{\pi^+}^S}{dz_h}\right)}{\left(\frac{1}{N_e^L} \frac{dN_{\pi^+}^L}{dz_h}\right)}$	Razón de multiplicidades, cuantifica efectos nucleares en la hadronización

Capítulo 3

Detectores

El detector CLAS12 fue diseñado para estudiar reacciones nucleares inducidas por electrones y hadrones proporcionando una detección de partículas cargadas y neutras sobre una fracción del ángulo sólido completo. Está basado en la combinación de un imán toroidal de seis bobinas y un imán solenoidal de alto campo. El campo magnético combinado proporciona una gran cobertura tanto en ángulos azimutales como polares. La reconstrucción de trayectorias se logra utilizando cámaras de deriva, Contadores Cherenkov, sistemas de tiempo de vuelo y calorímetros, los cuales proporcionan una buena identificación de partículas para electrones, piones cargados, kaones y protones. El disparo rápido y las altas tasas de adquisición de datos permiten la operación a luminosidades de $\mathcal{L} \sim 10^{35} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. (eventos por unidad de tiempo) durante períodos de tiempo extendidos. Estas capacidades son utilizadas en un programa científico, para estudiar la estructura e interacciones de bariones, mesones y núcleos utilizando blancos polarizados y no polarizados [5].

3.1. Continuous Electron Beam Accelerator Facility(CEBAF)

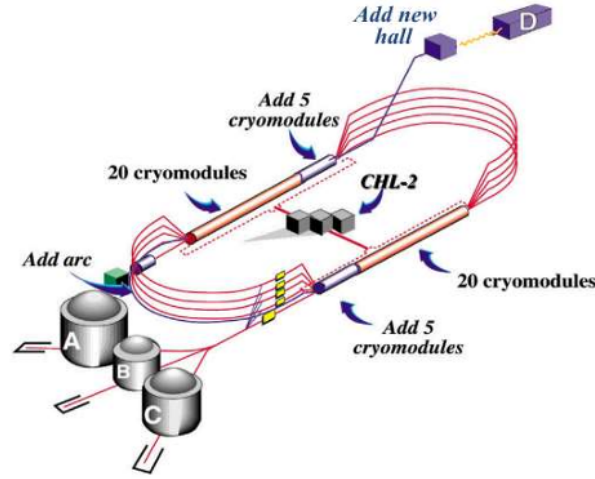


Figura 1: Continuous Electron Beam Accelerator Facility(CEBAF).

El haz de electrones utilizado por el detector CLAS12 es producido por el acelerador CEBAF (Continuous Electron Beam Accelerator Facility) del Jefferson Laboratory. CEBAF es un acelerador lineal recirculante basado en tecnología de radiofrecuencia superconductora, el cual fue actualizado para operar a energías de hasta 12 GeV. Esta actualización permitió mejorar significativamente el alcance del programa experimental, así como abastecer simultáneamente a las distintas salas experimentales del laboratorio, incluyendo el Hall B, donde se encuentra instalado el detector CLAS12[5].

3.2. Espectrometro CLAS12

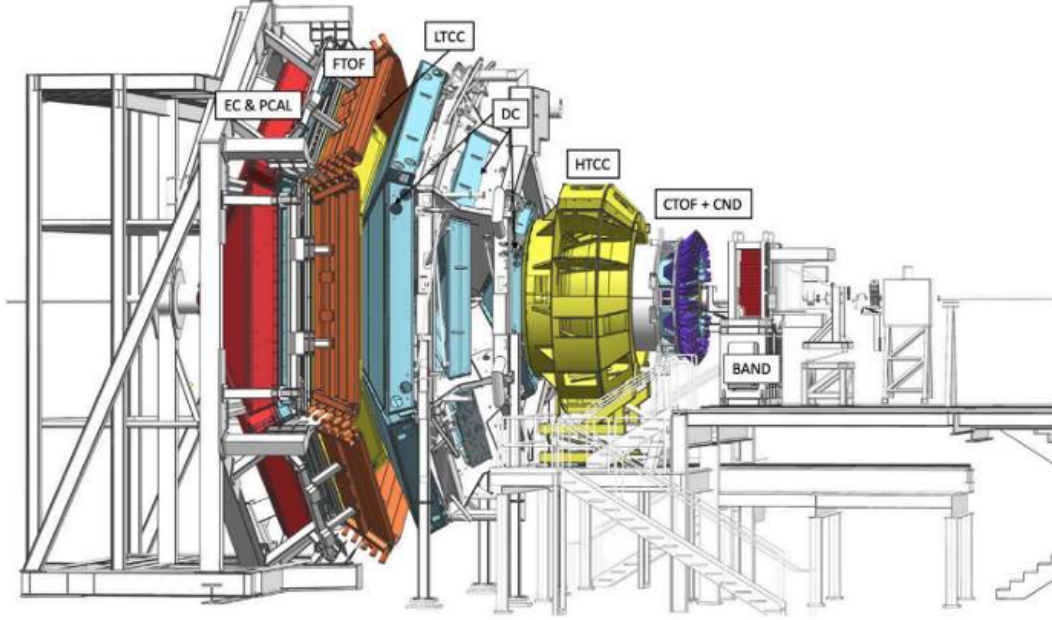


Figura 2: Esquema del espectrometro CLAS12, donde el haz de electrones entra desde la derecha (aguas arriba) y choca con el blanco de producción ubicado en el centro del imán solenoidal de CLAS12.

La Fig. 2 muestra el funcionamiento del detector CLAS12 de manera visual, así como los componentes del detector que son visibles. Los electrones dispersados y las partículas cargadas hacia adelante se detectan en el *Forward Detector* (FD), que consiste en el Imán Torus de Alto Campo, los *Cherenkov Counters* (HTCC), los *Threshold Cherenkov Counters* (LTCC) con cobertura completa de ángulos polares de $5^\circ \leq \theta \leq 35^\circ$, y calorímetros electromagnéticos (EC y PCAL) (mostrados en rojo). Entre la estructura del HTCC y el torus, se instala el Detector Hacia Adelante para detectar electrones y fotones a ángulos polares de $2^\circ \leq \theta \leq 5^\circ$. El *Central Detector* (CD) consiste en el *Silicon Vertex Tracker* (SVT), que está rodeado por un *Barrel Micromegas Tracker* (BMT), el *Central Time-of-Flight System* y el *Central Neutron Detector* (CND) (mostrado en azul). En el extremo aguas arriba, se instala un *Backward Angle Neutron Detector* (BAND). En la configuración operativa, el detector CLAS12 completo se extiende por 13 m a lo largo de la línea del haz [5].

3.3. Tracking systems

Además de los subsistemas visibles en la vista general del detector CLAS12, existen detectores internos que desempeñan un papel fundamental en la reconstrucción de las trayectorias de las partículas cargadas. Estos sistemas de seguimiento se encuentran ubicados dentro de las regiones magnetizadas del detector y no son fácilmente distinguibles en esquemas generales. Su función principal es proporcionar mediciones precisas de la posición y del momento de las partículas, información esencial para la reconstrucción cinemática de los eventos.

High Threshold Cherenkov Counter (HTCC)

El *High Threshold Cherenkov Counter* (HTCC) es uno de los detectores principales de CLAS12 para la identificación y separación de electrones y positrones respecto de piones, kaones y protones, en el rango de momentos inferiores a 4.9 GeV. Proporciona una cobertura completa de 360° en azimuth y un rango polar entre 5° y 35° , sin zonas ciegas. Utiliza CO_2 seco a 1 atm como gas radiador y emplea un sistema de 48 espejos elípticos que focalizan la luz Cherenkov sobre 48 tubos fotomultiplicadores (PMTs) con ventanas de cuarzo de 125 mm. Los PMTs operan en campos magnéticos de hasta 35 G y están rodeados por un blindaje magnético. Para minimizar el *multiple scattering* y preservar la resolución en el análisis de momento, la estructura del sistema de espejos está construida con materiales compuestos de baja densidad. La cantidad de material atravesado por las partículas cargadas en el volumen del HTCC es de 135 mg/cm^2 . Además de su función de identificación de electrones, el HTCC genera una señal rápida utilizada como *trigger* para eventos dispersados. Su operación, en conjunto con los calorímetros electromagnéticos, permite identificar electrones con alta eficiencia y bajo fondo [5].

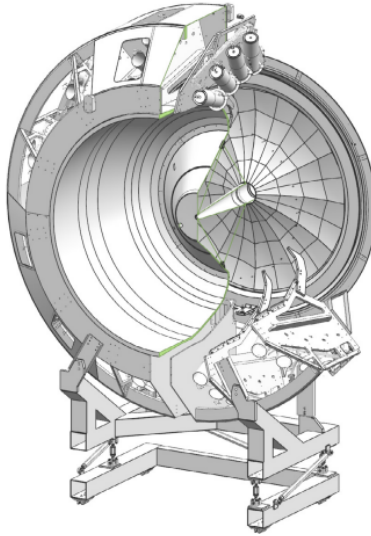


Figura 3: Vista en corte del detector HTCC ensamblado, mostrando la disposición interna del sistema óptico.

Low Threshold Cherenkov Counter (LTCC)

El *Low Threshold Cherenkov Counter* (LTCC) forma parte del detector frontal de CLAS12 y se utiliza para la identificación de piones cargados con momentos superiores a 3.5 GeV. El sistema está compuesto por cajas con forma de pirámide truncada, cada una equipada con 108 espejos livianos, 36 conos colectores de luz (Winston conos), 36 PMTs de 125 mm y blindaje magnético. Los LTCC están llenos con gas radiador C_4F_{10} y fueron previamente usados para detectar electrones a bajas energías, pero han sido re acondicionados para mejorar la eficiencia en la detección de piones[5].

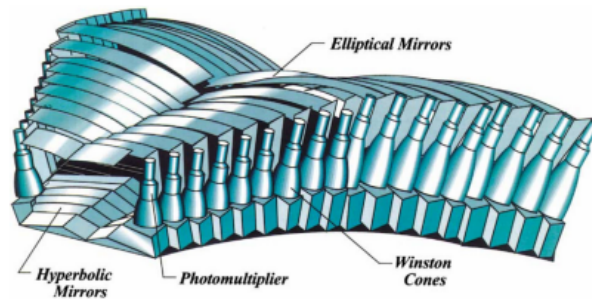


Figura 4: Diseño y componentes del sistema de espejos ópticos dentro de cada caja LTCC .

Ring Imaging Cherenkov Detector (RICH)

El detector RICH fue incorporado para mejorar la identificación de kaones en el rango de 3–8 GeV, donde los sistemas LTCC dejan de ser efectivos para separar piones y kaones. El RICH utiliza radiadores de aerogel delgado (2 cm) y aerogel grueso (6 cm) cuya luz Cherenkov es enfocada mediante un espejo esférico y reflejada por espejos planos hacia matrices de fotomultiplicadores de múltiples ánodos.

La reconstrucción del anillo Cherenkov permite determinar el ángulo de emisión de la luz y, por tanto, identificar la partícula según su masa y momento. Este sistema proporciona una identificación precisa en ángulos de dispersión $5^\circ < \theta < 25^\circ$ [5].

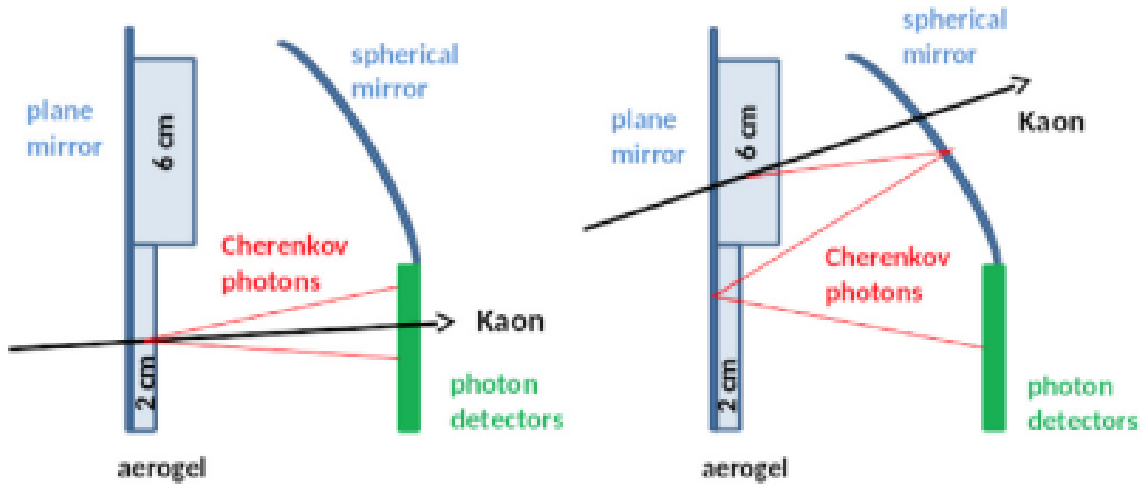


Figura 5: Funcionamiento y óptica del detector RICH. El panel izquierdo muestra la óptica para la detección de luz directa y el panel derecho muestra la óptica para la detección de luz reflejada.

Forward Time-of-Flight (FTOF)

El sistema FTOF forma parte del detector frontal de CLAS12 y se utiliza para medir el tiempo de vuelo de partículas cargadas que emergen del blanco durante la operación del haz. Está compuesto por seis sectores de scintiladores plásticos con lectura doble mediante PMTs, organizados en tres paneles por sector (panel-1a, panel-1b y panel-2), lo que proporciona una segmentación fina para la identificación de partículas y para opciones flexibles de disparo.

Los paneles cubren el rango polar de 5° a 45° , logrando una cobertura azimutal del 50 % a 5° y del 90 % a 45° . La resolución temporal promedio es de 125 ps para panel-1a, 85 ps para panel-1b y 155 ps para panel-2. Combinado con la distancia recorrida y el momento obtenido en las cámaras de deriva, el FTOF permite determinar la velocidad y masa de las partículas para su identificación[5].

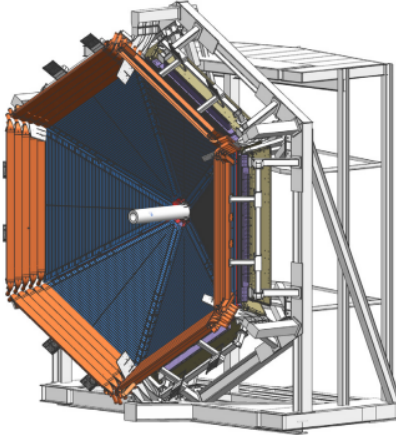


Figura 6: Sistema FTOF mostrando los contadores del panel-1b en el interior y los contadores del panel-2 en el exterior. Los contadores del panel-1a están ubicados inmediatamente después de los contadores del panel-1b y no son visibles aquí. Parte del PCAL es visible después de los paneles FTOF.

Electromagnetic Calorimeters (ECAL)

ECAL de CLAS12 está compuesto por dos calorímetros de muestreo el pre-shower (PCAL) y el calorímetro electromagnético heredado del detector CLAS (EC). Ambos se utilizan para la identificación de electrones y fotones, así como para la reconstrucción cinemática de decaimientos electromagnéticos, por ejemplo, $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ y $\eta \rightarrow \gamma\gamma$, y para la detección de neutrones mediante interacciones hadrónicas en el material. Tanto el PCAL como el EC consisten en módulos triangulares formados por capas alternadas de láminas de plomo y cintas de scintilador plástico de 1 cm de grosor, segmentadas en tiras de 4.5–10 cm. El grosor total del conjunto corresponde a aproximadamente 20.5 longitudes de radiación, proporcionando un muestreo longitudinal adecuado para la reconstrucción de *showers* electromagnéticos y hadrónicos. La resolución espacial típica es menor a 2 cm para cúmulos de energía. La luz de los scintiladores es guiada a los PMTs mediante fibras ópticas flexibles [5].

Forward Tagger (FT)

El *Forward Tagger* (FT) extiende las capacidades de CLAS12 para detectar electrones y fotones a muy bajos ángulos polares, en el rango de $2.5^\circ \leq \theta \leq 4.5^\circ$. Esto permite realizar experimentos de electroproducción a muy baja virtualidad (Q^2 casi real), lo que habilita un amplio programa de espectroscopía hadrónica. El FT está compuesto por un calorímetro electromagnético formado por 332 cristales de PbWO_4 , un microstrip tracker de silicio y un hodoscopio de scintiladores. El calorímetro identifica electrones y fotones y provee un disparo rápido, mientras que el sistema de micro-tiras mide el ángulo de dispersión de las partículas cargadas. El hodoscopio ayuda a discriminar entre electrones y fotones de alta energía.

Durante las operaciones con haz, un cono de tungsteno protege al FT y al detector frontal de CLAS12 del fondo electromagnético. El sistema puede operarse en modo “FT-ON” para extender la aceptación angular o en modo “FT-OFF” para reducir el fondo en las cámaras de deriva R1, permitiendo operaciones a mayor luminosidad[5].

The CLAS12 Central Detector (CD)

El *Central Detector* (CD) de CLAS12 detecta partículas dispersadas a ángulos polares entre 35° y 125° . Este subsistema cuenta con sus propios detectores de seguimiento e identificación de partículas. Las partículas cargadas son reconstruidas con el *Central Vertex Tracker* (CVT) y detectadas en el sistema *Central Time-of-Flight* (CTOF), que posee cobertura azimutal completa de 360° . La detección de neutrones está a cargo del *Central Neutron Detector* (CND), ubicado radialmente fuera del CVT y el CTOF. El conjunto completo del CD se instala dentro del solenoide superconductor de CLAS12 y proporciona la capacidad de rastreo y separación de partículas en la región central del experimento, complementando al sistema de detectores frontales[5].

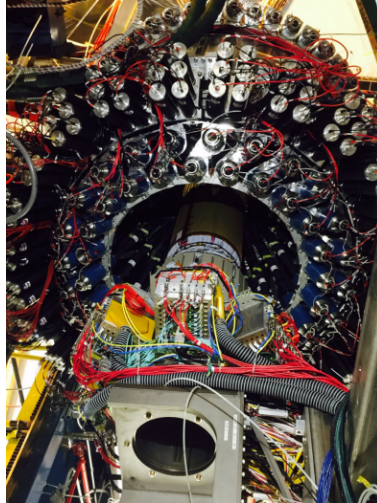


Figura 7: El Detector Central visto desde el extremo aguas arriba. El sistema de seguimiento central se muestra en una posición retraída para mantenimiento. Durante la operación, está completamente insertado en el orificio cálido del imán.

Drift Chamber (DC) del CLAS12

Forward Drift Chamber (DC) es el principal detector de seguimiento de partículas cargadas en la región frontal del experimento CLAS12. Está compuesto por tres regiones independientes de cámaras de deriva, denominadas R1, R2 y R3, posicionadas dentro del campo magnético toroidal. Cada una de las tres regiones (R1, R2 y R3) contiene un total de 12 capas de hilos, divididas en dos súper capas de 6 capas cada una. Las supercapas están formadas por hilos anódicos y de campo, organizados con ángulos estereoscópicos de $+6^\circ$ y -6° con respecto al plano medio del sector, permitiendo una reconstrucción espacial tridimensional de alta precisión. Las cámaras R1 están ubicadas al inicio del campo magnético del toroide, las R2 en la zona donde el campo alcanza su valor máximo, y las R3 se sitúan donde el campo disminuye nuevamente [5].

El DC mide el tiempo de deriva de los electrones producidos por la ionización del gas debido al paso de la partícula, permitiendo determinar con precisión la distancia al hilo anódico y reconstruir así la trayectoria completa de la partícula cargada[6] [7].

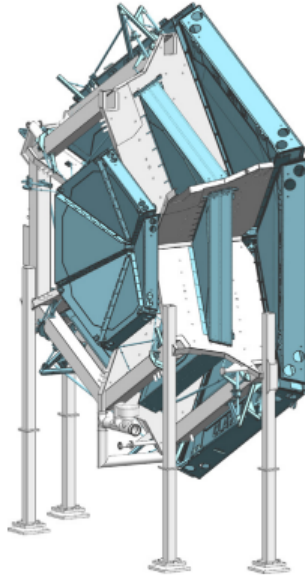


Figura 8: Cámaras de deriva del detector de CLAS12. Las cámaras R1 se encuentran frente a las bobinas del imán toroidal, las cámaras R2 quedan entre las bobinas, y las cámaras R3 se ubican justo aguas abajo del imán.

Capítulo 4

Metodología

4.1. Software ROOT

Para el análisis de los datos experimentales se utilizó el software ROOT, un framework ampliamente empleado en física de altas energías para el procesamiento y análisis de grandes volúmenes de datos. Los datos utilizados estaban organizados en estructuras del tipo **TTree**, lo que permitió un acceso eficiente a la información evento por evento, incluyendo variables cinemáticas y parámetros de identificación de partículas.

El análisis incluyó la construcción de histogramas, la aplicación de cortes cinemáticos y la normalización de distribuciones. Para la propagación adecuada de las incertidumbres estadísticas se emplearon las herramientas internas de ROOT, tales como **Sumw2()** y las operaciones de escalado y división de histogramas. Asimismo, se utilizó visualización para la obtención de parámetros relevantes y la representación gráfica de los resultados.

Todo el análisis fue implementado en C++ utilizando las librerías de ROOT, lo que permitió un tratamiento reproducible de los datos.

4.2. Blancos nucleares (Targets)

Para el análisis se utilizaron distintos blancos nucleares con el objetivo de estudiar las modificaciones del proceso de hadronización en función del medio nuclear. Como sistema de referencia se empleó el deuterio en fase líquida con el fin de alcanzar una luminosidad suficiente para el análisis experimental, manteniendo al mismo tiempo un sistema nuclear simple, el cual se considera un blanco casi libre debido a su estructura nuclear simple y débil energía de enlace. Este blanco permite aproximar el comportamiento de la hadronización en ausencia de efectos que generaría el medio.

Adicionalmente, se analizaron datos correspondientes a blancos sólidos de carbono (C), aluminio (Al), cobre (Cu), estaño (Sn) y plomo (Pb), los cuales presentan un amplio rango de número másico A , tal como se puede apreciar en la Tabla 2. La comparación entre estos blancos y el deuterio permite investigar como la formación de hadrones se ve afectada al aumentar el tamaño y la densidad del núcleo.

La selección de estos blancos posibilita de mejor manera el estudio de efectos nucleares, como es la pérdida de energía, la absorción hadrónica y la modificación del proceso de hadronización.

Tabla 2: Blancos nucleares utilizados en el análisis y sus números másicos.

Elemento	Número másico A
Carbono (C)	12
Aluminio (Al)	27
Cobre (Cu)	63
Estaño (Sn)	119
Plomo (Pb)	208

4.3. Datos y condiciones experimentales

En este trabajo se utilizan datos experimentales recolectados con el espectrómetro CLAS12 en el Jefferson Laboratory. Los datos fueron obtenidos utilizando todos los subsistemas de detección del experimento que se encuentran organizados en *runs*.

Cada evento contiene información reconstruida de las partículas detectadas, incluyendo variables cinemáticas tales como el momento, la virtualidad del fotón Q^2 , la energía transferida ν , así como el identificador de partícula (*PID*). Para el análisis se utilizaron archivos de datos previamente organizados en estructuras del tipo *TNtuple*, las cuales pueden ser tratadas como *TTree* dentro de ROOT. Esto permitió organizar y acceder de manera eficiente a las variables relevantes de cada evento y realizar una inspección inicial del comportamiento de los seis sectores del detector, en particular de la distribución del vértice longitudinal v_z .

A partir de estos datos se seleccionaron eventos correspondientes a la producción de piones positivos en colisiones inducidas por electrones incidentes. La identificación de partículas se realizó utilizando los valores $PID = 211$ para el pion positivo y $PID = 11$ para los electrones. Se analizaron datos tomados durante el año 2024 para distintos blancos nucleares sólidos, incluyendo C, Al, Cu, Sn y Pb. El deuterio líquido se utilizó como blanco de referencia, con el fin de construir la razón de multiplicidades $R(z)$, la cual permite estudiar las modificaciones del proceso de hadronización en núcleos pesados en comparación con un sistema casi libre, utilizando la producción de piones positivos como observable experimental.

4.4. Selección de eventos y cortes

Durante la selección de eventos se observó que la construcción del histograma del vértice longitudinal v_z utilizando directamente piones positivos ($PID = 211$) presentaba un solapamiento significativo entre las distribuciones del deuterio y del blanco sólido, dificultando la identificación clara de ambos picos. Por esta razón, el cálculo de los parámetros del modelo gaussiano elegido, tales como la media μ y el ancho σ , se realizó a partir de eventos correspondientes a electrones ($PID = 11$) tal como se puede observar en la Figura 9, los cuales

generan una reconstrucción estable en el detector.

También se tuvo en cuenta que este electrón dispersado debe estar relacionado con el hadrón producido, por lo que solo se consideraron electrones pertenecientes a eventos en los cuales se identificó la producción de un pión positivo, permitiendo así también contar de manera consistente el número de electrones y de piones utilizados en el análisis.

En la distribución del vértice longitudinal se aplicó el siguiente corte, $-20 < v_z < 10$, correspondiente a la región donde se observa la formación clara de los picos asociados a los blancos, evitando contribuciones provenientes de regiones con ruido o mala reconstrucción. A partir de esta selección se obtuvieron valores de μ y σ , esto se realizó inicialmente de manera independiente para cada uno de los seis sectores del detector, con el fin de verificar la consistencia de la reconstrucción del vértice. Una vez confirmada la estabilidad entre sectores, se utilizaron los datos obtenidos en su totalidad por los seis sectores para definir las ventanas de selección empleadas en el análisis final.

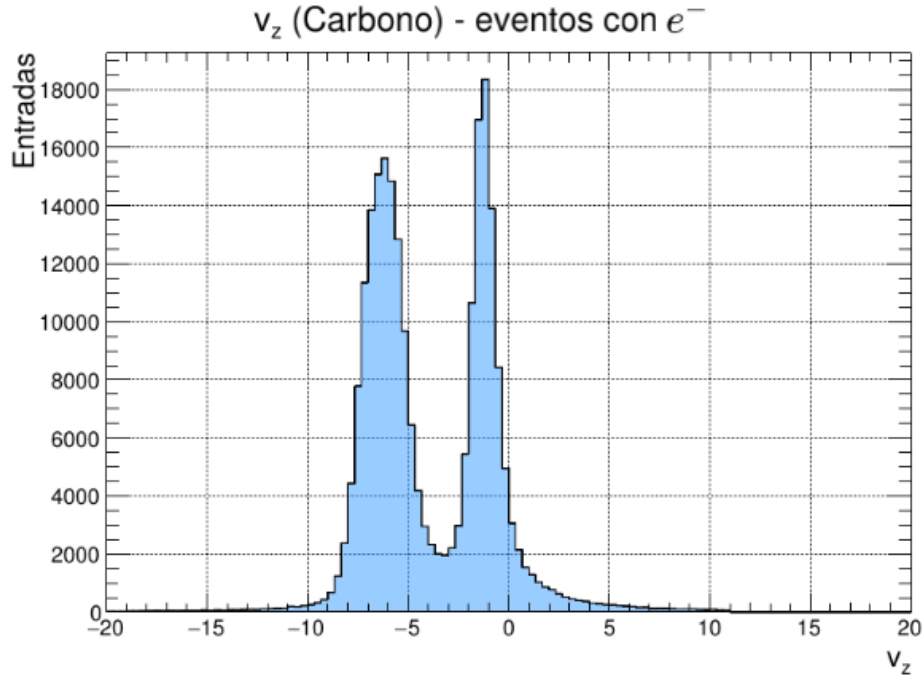


Figura 9: Distribución del vértice longitudinal v_z para eventos con electrones dispersados asociados a la producción de piones positivos (π^+) en el blanco de carbono, donde se observan los picos correspondientes al deuterio y al blanco sólido.

4.5. Ajuste del vértice longitudinal y definición de ventanas

Para poder analizar el observable $R(z)$ es necesario separar los datos correspondientes al deuterio y al blanco sólido, ya que se requiere contar con la multiplicidad del núcleo pesado junto con su referencia en un sistema casi libre. Para realizar esta separación se utiliza el vértice longitudinal v_z , dado que en el blanco de deuterio se encuentra desplazado hacia valores más negativos de v_z , mientras que el blanco sólido se localiza hacia valores más positivos.

Al analizar los histogramas de v_z se observa una estructura compuesta por dos picos bien definidos, asociados al deuterio y al sólido, respectivamente. Sin embargo, la forma de estas distribuciones no es idéntica para todos los conjuntos de datos, por lo que se requiere un método sistemático que permita separar los eventos sin recurrir a una selección manual. Para este propósito se emplea un modelo de ajuste que permita describir la distribución completa, incluyendo tanto los picos como el fondo. En particular, el modelo utilizado está compuesto por la suma de dos funciones gaussianas, asociadas a los picos del deuterio y del sólido, y un término polinomial que describe el fondo, como puede apreciarse a través de la Figura 10. A partir de estos ajustes se obtienen los parámetros característicos de cada pico, en particular la posición central μ y el ancho σ , los cuales son esenciales para definir ventanas de selección del tipo $\mu \pm m\sigma$.

La elección de estas ventanas, a través del valor del parámetro m , debe realizarse con cuidado, ya que un ensanchamiento excesivo puede provocar el solapamiento entre las regiones correspondientes a ambos blancos, en este análisis se utilizó $m = 2$. Además, las ventanas no son idénticas para cada pico, dado que cada blanco presenta una composición nuclear diferente.

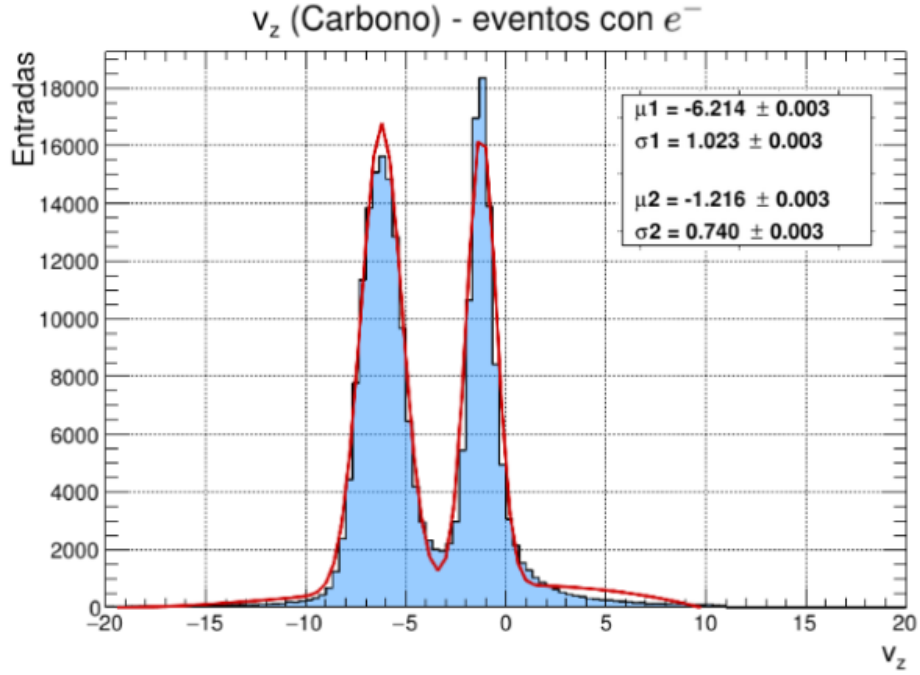


Figura 10: Distribución del vértice longitudinal v_z para eventos con electrones dispersados asociados a la producción de piones positivos (π^+) en el blanco de carbono. La curva superpuesta corresponde al modelo empleado para describir los picos del deuterio y del blanco sólidos.

Tabla 3: Parámetros del ajuste del vértice longitudinal y ventanas de selección utilizadas.

Blanco	μ_D (cm)	σ_D (cm)	μ_S (cm)	σ_S (cm)	Ventana v_z (D)	Ventana v_z (S)
Carbono	-6.214 ± 0.003	1.023 ± 0.003	-1.216 ± 0.003	0.740 ± 0.003	$[-8.26, -4.17]$	$[-2.70, 0.26]$
Aluminio	-6.216 ± 0.003	1.012 ± 0.003	-1.240 ± 0.002	0.725 ± 0.002	$[-8.24, -4.19]$	$[-2.69, 0.21]$
Cobre	-6.227 ± 0.004	1.032 ± 0.003	-1.284 ± 0.003	0.761 ± 0.003	$[-8.29, -4.16]$	$[-2.81, 0.24]$
Estaño	-6.230 ± 0.004	1.024 ± 0.003	-1.293 ± 0.004	0.779 ± 0.004	$[-8.28, -4.18]$	$[-2.85, 0.27]$
Plomo	-6.232 ± 0.003	1.033 ± 0.003	-1.305 ± 0.004	0.819 ± 0.004	$[-8.30, -4.17]$	$[-2.94, 0.33]$

4.6. Construcción de histogramas en z_h

A partir de los eventos seleccionados dentro de las ventanas definidas en v_z , se procede a contar el número de electrones dispersados y de piones positivos producidos. Para cada pión identificado se calcula la variable z_h , definida como la fracción de energía del fotón virtual que es transportada por el hadrón observado, tal como se describió en el marco teórico.

El uso de ventanas en v_z permite garantizar que los eventos analizados correspondan únicamente al deuterio o al blanco sólido, evitando la contaminación proveniente de otras regiones del vértice. Con los valores de z_h obtenidos se construyen histogramas que describen su distribución, donde el eje horizontal corresponde a z_h y el eje vertical al número de piones detectados.

En una primera instancia, dentro de un mismo histograma creado se observara la superposición de las distribuciones correspondientes al deuterio y al blanco sólido. Para permitir una comparación adecuada entre ambos sistemas, estas distribuciones se normalizan utilizando el número de electrones dispersados obtenidos dentro de las mismas ventanas de v_z . De esta manera, los histogramas normalizados pueden analizarse de forma consistente y emplearse posteriormente en la construcción de la razón de multiplicidades $R(z)$.

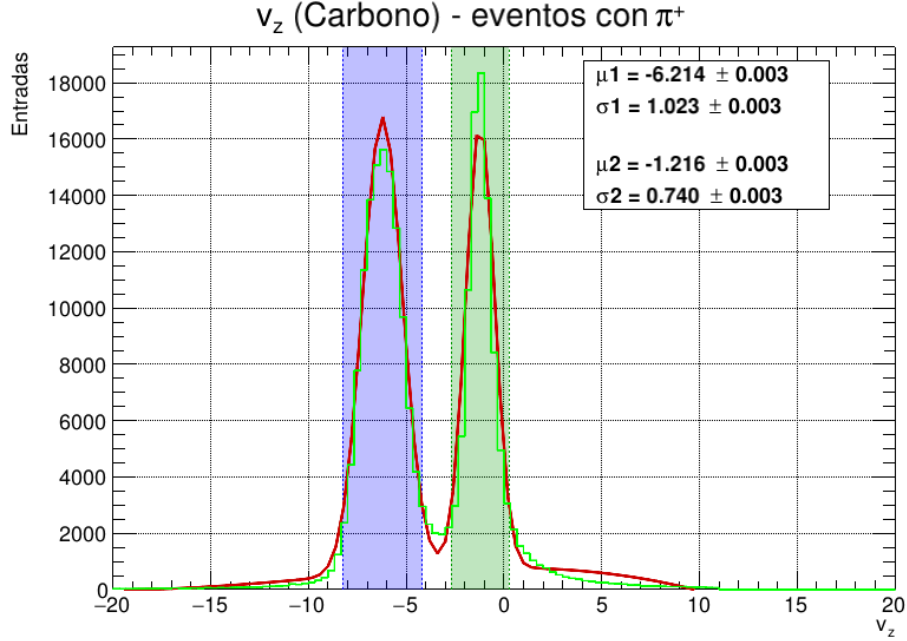


Figura 11: Distribución del vértice longitudinal v_z para el blanco de carbono, mostrando los picos correspondientes al deuterio (purpura) y al sólido (verde) junto con las ventanas de selección.

4.7. Cálculo de la razón de multiplicidades $R(z)$

Una vez obtenidos los histogramas en z_h normalizados para el deuterio y para cada blanco sólido, se procede a construir la razón de multiplicidades $R(z)$. Este observable se obtiene mediante la división bin a bin de las distribuciones correspondientes a ambos sistemas, utilizando el deuterio líquido como referencia. De esta manera, el comportamiento del blanco sólido puede compararse de forma directa con el deuterio.

El procedimiento descrito se repite de manera independiente para cada uno de los cinco blancos sólidos analizados. A partir de los valores de $R(z)$ se determinan las incertidumbres experimentales asociadas a cada punto. Para estudiar el comportamiento de $R(z)$ como función de z_h , se exploraron diferentes configuraciones de binning, encontrándose que una división en diez bins proporciona una representación adecuada del comportamiento de los blancos sólidos.

En lugar de representar las distribuciones finales como histogramas, los resultados de $R(z)$ se presentan en forma de puntos con sus respectivas incertidumbres, lo que permite visualizar de manera más clara la dependencia con z_h . Para el tratamiento de errores y la construcción de $R(z)$ se utilizaron herramientas estándar del framework ROOT, tales como `Sumw2()` para el cálculo de incertidumbres estadísticas, `Scale()` para la normalización de las distribuciones y `Divide()` para la obtención del cociente entre histogramas. Finalmente, se construyeron las distribuciones de $R(z)$ correspondientes a cada blanco sólido, las cuales se identificaron mediante sus etiquetas respectivas.

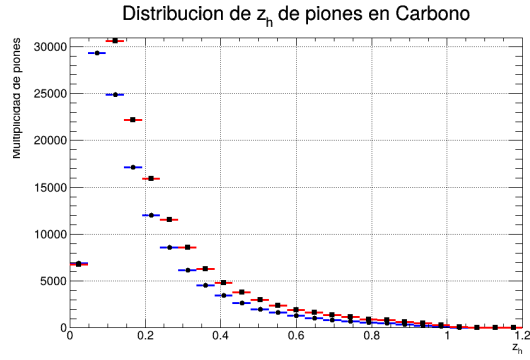
Capítulo 5

Resultados y Discusiones

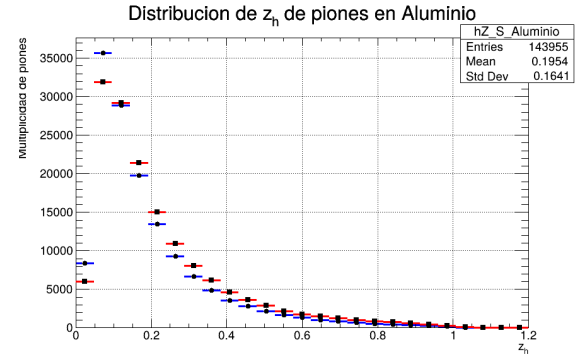
En la Figura 12 se muestran las distribuciones en z_h (definida como la fracción de energía del fotón virtual transportada por el hadrón [1].) de piones positivos para los cinco blancos sólidos analizados. En cada gráfica, los puntos en rojo corresponden al deuterio, mientras que los puntos en azul representan el blanco sólido respectivo. De manera general, todas las distribuciones presentan un comportamiento decreciente con z_h , similar para los distintos blancos considerados. Este descenso es característico de las funciones de fragmentación, donde la probabilidad de producir un hadrón disminuye a medida que este requiere una mayor fracción de la energía disponible, mientras que para valores pequeños de z_h la producción hadrónica es mayor debido a una mayor probabilidad de redistribuir dicha energía entre varios hadrones[1].

Al comparar las distribuciones del deuterio con las de los blancos sólidos se observa que, a medida que aumenta z_h , la producción de piones en los núcleos sólidos se ve progresivamente reducida con respecto al deuterio. Este efecto se vuelve más pronunciado al pasar de núcleos livianos, como el Carbono, a núcleos más pesados, como el estaño y el plomo. En particular, la separación entre las distribuciones del sólido y del deuterio aumenta de forma sistemática con el número másico A del blanco[1].

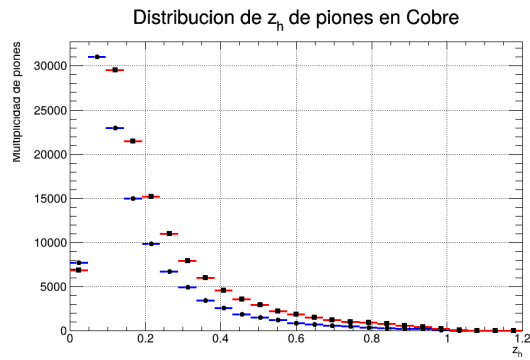
Este comportamiento es consistente con la interpretación discutida en el marco teórico, donde el deuterio puede considerarse un sistema casi libre, mientras que en núcleos más pesados el proceso de hadronización se ve modificado por la presencia del medio nuclear. La dependencia observada con el número másico sugiere una mayor atenuación de la producción de piones a medida que aumenta el tamaño del núcleo[2].



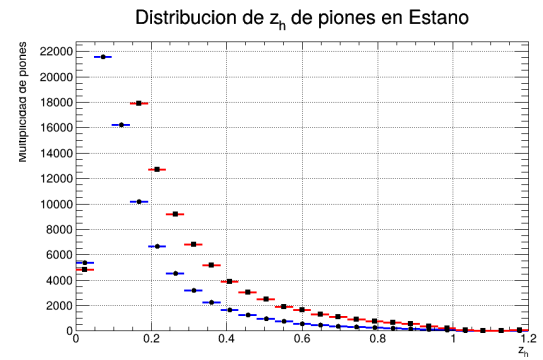
(a) Carbono (C)



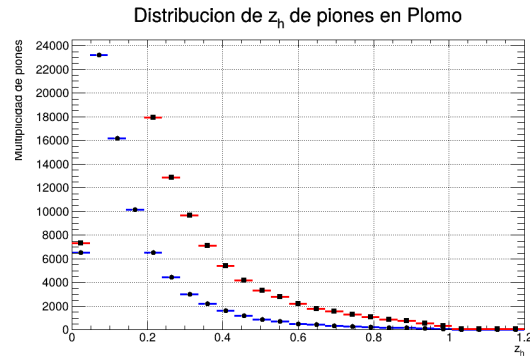
(b) Aluminio (Al)



(c) Cobre (Cu)



(d) Estaño (Sn)



(e) Plomo (Pb)

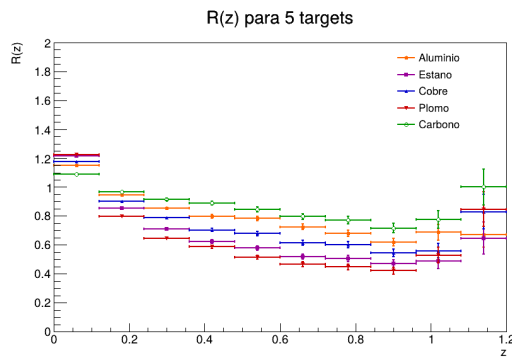
Figura 12: Distribuciones en z_h de piones positivos para los distintos blancos sólidos analizados. En cada subfigura, se muestra al deuterio (rojo) como referencia y al solido (azul).

En la Figura 13 se muestran los resultados de la razón de multiplicidades $R(z_h)$ para los cinco blancos sólidos analizados. Para una mejor visualización del comportamiento en la región de interés, se discute principalmente la figura de la izquierda, correspondiente a un binning más grueso en $z_h[1]$.

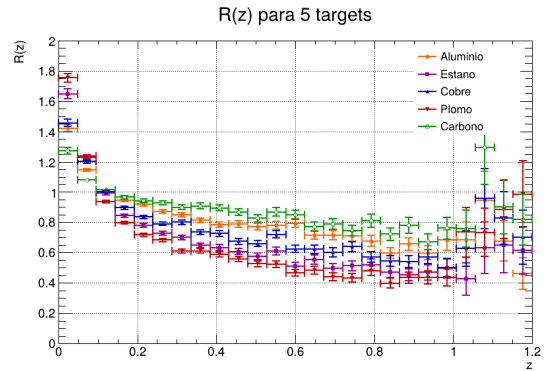
En el intervalo $0.2 < z_h < 1$ se observa que $R(z_h) < 1$ para todos los blancos sólidos, lo que indica la presencia de supresión nuclear en la producción de hadrones. Además, esta supresión se vuelve más pronunciada a medida que aumenta el número másico A del núcleo, siendo el plomo el blanco que presenta los valores más bajos de $R(z_h)$. No obstante, el análisis físico principal se concentra en el rango intermedio $0.3 < z_h < 0.7$, donde los efectos de fragmentación del blanco y procesos exclusivos son menores y los resultados pueden interpretarse de manera más robusta. En este intervalo el comportamiento sugiere que en núcleos más pesados una fracción menor de hadrones alcanza el estado final, consistente con una mayor interacción del proceso de hadronización con el medio nuclear[4] [2].

Por otro lado, en la región de bajo z_h ($z_h < 0.2$) se observa que $R(z_h) > 1$ para varios blancos, lo que indica un realce en la producción hadrónica respecto al deuterio. Este efecto puede estar asociado a la redistribución de la energía del sistema hadrónico y a procesos secundarios inducidos por la interacción con el medio nuclear[4].

Finalmente, para valores de $z_h > 1$ los puntos experimentales presentan una mayor dispersión y errores estadísticos significativamente más grandes, como se puede apreciar de mejor manera en la sub-figura (b) de la Figura 13, lo que se atribuye a la baja estadística en esta región cinemática. Por este motivo, las conclusiones físicas del análisis se concentran principalmente en el rango $0.3 < z_h < 0.7$, donde los resultados son más robustos[4].



(a) Binning grueso ($N_{\text{bins}} = 10$)



(b) Binning fino ($N_{\text{bins}} = 20$)

Figura 13: Razón de multiplicidades $R(z)$ para los cinco blancos sólidos, mostrada para dos configuraciones de binning distintas.

Capítulo 6

Conclusiones

En este trabajo se estudió el proceso de hadronización, enfocándose específicamente en la producción de piones positivos inducida por leptones, en este caso electrones, en el marco de la dispersión inelástica profunda semi-inclusiva. Para ello, se analizaron colisiones sobre distintos blancos nucleares con diferente número másico, con el objetivo de comparar el comportamiento de la producción hadrónica en un sistema casi libre, como el deuterio, y en núcleos más pesados, donde el proceso de hadronización se ve modificado por la presencia del medio nuclear [4] [2].

El análisis se basó en datos experimentales obtenidos con el detector CLAS12 del Jefferson Laboratory, cuya amplia cobertura angular y capacidad de identificación de partículas permiten el estudio detallado de procesos de hadronización en núcleos [5]. Para el procesamiento y análisis de los datos se utilizaron herramientas computacionales estándar en física de altas energías, tales como el framework ROOT y programas desarrollados en C++, a partir de los cuales se reconstruyeron las energías de electrones y piones necesarias para el estudio de la multiplicidad hadrónica y la razón de multiplicidades

Entre los resultados más importantes se encuentra la clara dependencia de la producción hadrónica con el número másico del núcleo. En particular, se observó que a mayor número másico corresponde una menor producción relativa de piones, lo cual se refleja en los valores decrecientes de la razón de multiplicidades $R(z_h)$ al pasar de núcleos livianos a núcleos pesados. Este comportamiento quedó evidenciado en los resultados presentados, especialmente en las Figuras 12 y 13, y es consistente con observaciones experimentales previas en dispersión in-elástica profunda semi-inclusiva (SIDIS) en núcleos [4].

Asimismo, se identificaron regiones en la variable z_h donde la supresión nuclear es más pronunciada, así como regiones de bajo z_h en las que se observa un realce en la producción hadrónica. Estos efectos pueden interpretarse como consecuencia de la interacción del proceso de hadronización con el medio nuclear y de la redistribución de la energía del sistema hadrónico [2].

A partir de este estudio se identificó un rango amplio de z_h en el cual los datos presentan un comportamiento consistente. No obstante, el análisis físico principal se concentró en el intervalo $0.3 < z_h < 0.7$, en concordancia con lo establecido en el marco teórico y ampliamente utilizado en estudios experimentales de dispersión in-elástica profunda semi-inclusiva

(SIDIS), con el fin de minimizar contribuciones de procesos exclusivos [4].

En cuanto a las limitaciones del análisis, estas se encuentran principalmente en la forma de modelar los datos, ya que se enfrentó el problema de que los ajustes empleados no describen de manera ideal las distribuciones obtenidas. En este sentido, podría considerarse la implementación de otros tipos de ajustes que permitan una extracción más precisa de los observables, así como la ampliación de las ventanas cinemáticas utilizadas para la recolección de datos, lo que podría contribuir a una adquisición más limpia de la información experimental. Estas limitaciones restringen la precisión de los resultados en algunos intervalos de z_h .

Si bien el comportamiento observado en la región de estudio es consistente con el marco teórico, un análisis más detallado que explore dependencias adicionales en variables como Q^2 , ν o el momento transversal del hadrón permitiría profundizar en la comprensión de los mecanismos que gobiernan la hadronización en medio nuclear.

Como trabajo futuro, una posible mejora consiste en extender el análisis a un espacio cinemático más amplio y en refinar las técnicas de análisis y ajuste, con el fin de separar de manera más precisa los distintos mecanismos involucrados en la modificación nuclear del proceso de hadronización en núcleos pesados, en concordancia con los estudios teóricos ya existentes.

Bibliografía

- [1] HERMES Collaboration. The hermes experiment at hera. Technical report, DESY, 2001.
- [2] Alberto Accardi. An estimate of the prehadron production time. *arXiv preprint arXiv:0808.0656*, 2008.
- [3] Francis Halzen and Alan D. Martin. *Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*. John Wiley & Sons, New York, 1984.
- [4] A. Airapetian et al. Single-spin asymmetries in semi-inclusive deep-inelastic scattering on a transversely polarized hydrogen target. *Physics Letters B*, 684:114–118, 2010.
- [5] CLAS12 Collaboration. Clas12 technical design report. Technical report, Thomas Jefferson National Accelerator Facility, 2014.
- [6] Ix-B. García Ferreira, J. García Herrera, and L. Villaseñor. The drift chambers handbook, introductory laboratory course. *Journal of Physics: Conference Series*, 18:346–361, 2005.
- [7] William R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments: A How-to Approach*. Springer, Berlin, Heidelberg, 2 edition, 1994.