Universidad Distrital Francisco Jóse de Caldas.

Cálculo de la eficiencia del calorímetro electromagnético para la detección de neutrones.

Trabajo de grado para la obtención del grado de pegrado

en Licenciatura en Física

Andrés Giovanni Pérez Tovar
Proyecto Curricular de Licenciatura en Física, Universidad Distrital Francisco Jóse de Caldas
e-mail: agperezt@correo.udistrital.edu.co

Dirigido por
Edwin Munévar Espitia.
Proyecto Curricular de Licenciatura en Física, Universidad Distrital Francisco Jóse de Caldas

Febrero, 2016

"Dedico este trabajo este trabajo a la memoria de mis abuelos Maria Elvia Garzón de Tovar(2014) y Alfonso Tovar Contreras(2015)."

Agradecimientos

Agradezco a mi director de trabajo de grado Edwin Munévar Espitia por dedicar parte de su tiempo para la elaboración de este trabajo, gracias por su paciencia y profesionalismo fue posible obtener los excelentes resultados que se presentan en este documento sobre el cálculo de la eficiencia del calorímetro electromagnético para la detección de neutrones (periodo g13a); espero que estos resultados que se muestran en este trabajo les puedan servir a las personas que los requieran para su análisis. También agradezco a mi madre Carmen Rosa Tovar Garzón por apoyarme durante todo este proceso académico y a mis abuelos que me acompañaron en todo momento para finalizar mi carrera universitaria.

Contenido

Agradecimientos I

1. Introducción **1**

1.1. Introducción 1

1.2. Eficiencia 2

1.3. Reacciones para calcular la eficiencia 4

1.4. Procedimiento para calcular la eficiencia 5

1.5. Esquema del documento 6

2. Calorímetros electromagnéticos **9**

2.1. Detección de Neutrones 9

2.2. Calorímetros de muestreo 10

2.3. Calorímetro electromagnético (CLAS) 13

3. Detector CLAS **15**

3.1. Detector CLAS 15

3.2. Campo magnético toroidal 16

3.3. Drift chambers (Cámaras de arrastre) 17

3.4. Time of flight(Tiempo de vuelo) 18

4. Reconstrución de la reacción $\gamma D \to \pi^- \pi^+ pn$ 21

4.1. Identificación de partículas cargadas 22

4.2. Identificación del protón 25

4.3. Identificación de piones 27

4.4. Cortes fiduciales 30

4.5. Eliminación de paddles defectuosos 32

4.6. Correción por perdida de energía 32

4.7. Identificación del fotón incidente 35

4.8. Reconstrución del neutrón (Missing mass) 37

4.9. Cortes fiduciales y Θ-neutrón reconstruido 39

4.10. Identificación del neutrón 41

4.11. Cortes Cos(θ) 42

5. Resultados y conclusiones 45

5.1. Resultados 45

5.2. Comparación de los resultados 47

5.3. Incertidumbres estadísticas 48

5.4. Conlusiones 51

A. Apendices 53

A.1. Paddles defectuosos 53

B. Apendices 71

B.1. Archivos BOSBANKS 71

C. Apendices **73**

C.1. Resultados númericos de la eficiencia 73

D. Apendices **81**

D.1. Ajustes Gausianos 81

Lista de figuras

1.1. Detector en forma esférica 2

1.2. Cálculos de la eficiencia del calorímetro 7

2.1. Longitud de radiación 12

2.2. Calorímetro electromagnético de muestreo (CLAS) 14

3.1. Detector CLAS 16

3.2. Supercicies equipontenciales y Distribución del campo magnético. . . 17

3.3. Bobinas superconductoras 18

3.4. Drift Chambers DC 19

3.5. Subsistemas:Drift Chambers DC, bobinas superconductoras y Time of flithg TOF 20

3.6. Subsistema time of flight 20

4.1. Distribución de masas para las partíulas con carga positiva. 22

4.2. Distribución de masas para las patírculas con carga negativa 23

4.3. Distribución de velocidades en función del momento para las partículas con carga positiva 23

4.4. Distribución de velocidades en función del momento para las partículas con carga negativa 24

4.5. Distribución de $\Delta\beta$ vs momento para la indentificación de los protones 26

4.6. Distribución de $\Delta\beta$ vs momentum para la identificación de los protones 26

4.7. Distribución de $\Delta\beta$ vs momento para la indentificación de los piones negativos π^- 27

4.8. Distribución de $\Delta\beta$ vs Momentum para la indentificación de los piones positivos π^+ 28

4.9. Ajustes cortes $\Delta\beta$ 29

4.10. Ajustes cortes $\Delta\beta$ 29

4.11. Distribución ϕ vs θ para las partículas cargadas sin los cortes fiduciales. 30

4.12. Distribución ϕ vs θ para las partículas cargadas con los cortes fiduciales. 31

4.13. Distrubución de energía para el protón 33

4.14. Distrubución de energía para el π^+. 34

4.15. Distrubución de energía para el π^-. 35

4.16. Distribución de ΔT_γ para el fotón incidente 37

4.17. Distribución de Missing Mass (Neutrón identificado 39

4.18. Distribución de velocidades para las partículas neutras 40

4.19. Distribución de velocidades para las partículas neutras. 41

4.20. Distrubución de velocidad para las partículas neutras 42

4.21. Distribución $Cos(\Theta)$ 43

4.22. Distribución de velocidades para el neutrón identificado 44

5.1. Distibución de momento para neutros detectados y reconstruidos . . . 46

5.2. Eficiencia 47

5.3. Eficiencia integrada sector 1 y 2. 48

5.4. Eficiencia integrada sector 3 y 4. 49

5.5. Eficiencia integrada sector 5 y 6. 51

5.6. Comparación de los resultados obtenidos 52

A.1. 48 Distrubiciones de masas para los piones negativos π^- teninendo en cuenta la información por cada paddles y para el sector 1 del CLAS. 54

A.2. 48 Distrubiciones de masas para los piones π^- teninendo en cuenta la información por cada paddles y para el sector 3 del CLAS. 55

A.3. 48 Distrubiciones de masas para los piones negativos π^- teninendo en cuenta la información por cada paddles y para el sector 3 del CLAS. 56

A.4. 48 Distrubiciones de masas para los piones π^- teninendo en cuenta la información por cada paddles y para el sector 5 del CLAS. 57

A.5. 48 Distrubiciones de masas para los piones π^- teninendo en cuenta la información por cada paddles y para el sector 6 del CLAS. 58

A.6. 48 Distrubiciones de masas para los piones negativos π^+ teninendo en cuenta la información por cada paddles y para el sector 1 del CLAS. 59

A.7. 48 Distrubiciones de masas para los piones negativos π^+ teninendo en cuenta la información por cada paddles y para el sector 3 del CLAS. 60

A.8. 48 Distrubiciones de masas para los piones π^+ teninendo en cuenta la información por cada paddles y para el sector 3 del CLAS. 61

A.9. 48 Distrubiciones de masas para los piones π^+ teninendo en cuenta la información por cada paddles y para el sector 5 del CLAS. 62

A.10. 48 Distrubiciones de masas para los piones π^+ teninendo en cuenta la información por cada paddles y para el sector 6 del CLAS. 63

A.11. 48 Distrubiciones de masas para los piones π^- teninendo en cuenta la información por cada paddles y para el sector 6 del CLAS. 64

A.12.48 Distrubiciones de masas para los piones negativos π^+ teninendo en cuenta la información por cada paddles y para el sector 1 del CLAS. 65

A.13.48 Distrubiciones de masas para los piones negativos π^+ teninendo en cuenta la información por cada paddles y para el sector 3 del CLAS. 66

A.14.48 Distrubiciones de masas para los protones p teninendo en cuenta la información por cada paddles y para el sector 3 del CLAS. 67

A.15.48 Distrubiciones de masas para los protones p teninendo en cuenta la información por cada paddles y para el sector 5 del CLAS. 68

A.16.48 Distrubiciones de masas para los protones p teninendo en cuenta la información por cada paddles y para el sector 6 del CLAS. 69

B.1. Lista de BANKS 71

B.2. BANK EVNT 72

D.1. Ajustes Gausianos para la identificación de protones 81

D.2. Ajustes Gausianos para la identificación de piones negativos 82

D.3. Ajustes Gausianos para la identificación de piones positivos 83

Lista de tablas

4.1. Paddles defectuosos [5]. 32

5.1. muestra los datos númericos de la eficiencia total con sus respectivo error σ obtenidos para el periodo g13a. 50

C.1. muestra los datos númericos de la eficiencia obtenidos previamente para los periodos g2,g5 y g3 74

C.2. muestra los datos númericos de la eficiencia obtenidos para el sector 1 periodico g13a. 75

C.3. muestra los datos númericos de la eficiencia obtenidos para el sector 2 periodo g13a. 76

C.4. muestra los datos númericos de la eficiencia obtenidos para el sector 3 periodo g13a. 77

C.5. muestra los datos númericos de la eficiencia obtenidos para el sector 4 periodo g13a. 78

C.6. muestra los datos númericos de la eficiencia obtenidos para el sector 5 periodo g13a. 79

C.7. muestra los datos númericos de la eficiencia obtenidos para el sector 6 periodo g13a. 80

Capítulo 1

Introducción

1.1. Introducción

En los experimentos de física de partículas cuando se determinan observables experimentales (*i.e.* sección transversal) asociadas a una reacción específica es importante considerar las limitaciones y las capacidades de los detectores involucrados en el análisis de la reacción. En particular, la eficiencia es un parámetro que se requiere para corregir los resultados obtenidos experimentalmente de dichas observables. Cuando el estado final de una reacción incluye partículas neutras (fotones y o neutrones) típicamente se hace uso de un calorímetro electromagnético como medio para detectar tales partículas. Por lo tanto, la correcta determinación de observables experimentales obtenidas a partir del análisis de reacciones que requieren la detección de partículas neutras en el estado final pone en manifiesto la importancia de cálcular la eficiencia de un calorímetro electromagnético.

En este trabajo se presenta el análisis y los resultados del cálculo de la eficiencia del calorímetro electromagnético (EC, por sus siglas en inglés) para la detección de neutrones analizando datos experimentales reales tomados en el otoño de 2006 en el Hall B del Thomas Jefferson National Accelerator Facility (TJNAF) usando el detector CLAS [1] y como parte del periodo experimental g13a [2] en el cual un

haz de fotones circularmente polarizado en un rango de energías entre 0.8 y 2.6 GeV incidía sobre un blanco estacionario de deuterio líquido.

1.2. Eficiencia

En general, la eficiencia de un detector de partículas es un parámetro que se determina experimentalmente teniendo en cuenta la probabilidad de interacción de las partículas con el detector y la geometría del detector. De acuerdo con estas características es posible determinar tres tipos de eficiencias: la eficiencia absoluta ϵ_{abs}, la eficiencia intrínseca ϵ_{int} y la eficiencia geométrica ϵ_{geom}.

La eficiencia absoluta ϵ_{abs} se define como la razón entre el número de eventos que han sido registrados por el detector N_R y el número total de eventos emitidos producidos por la fuente N_F. [3]

$$\epsilon_{abs} = \frac{N_R}{N_F} \tag{1.1}$$

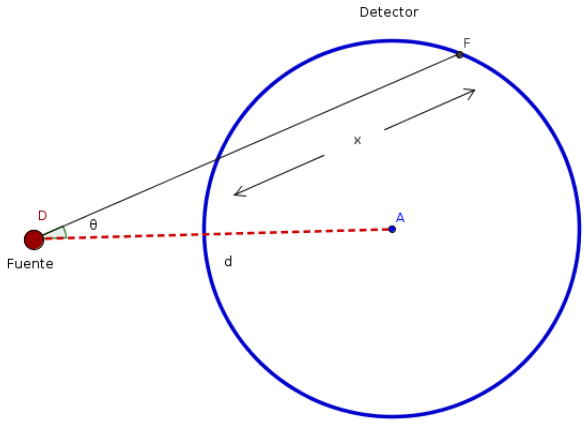


Figura 1.1: cálculo de la eficiencia de un detector en forma esférica. [3]

Un ejemplo especifico sería determinar la eficiencia de un detector de forma esférica ubicado a una distancia d de la Fuente como se muestra en la Figura 1.1. En este caso la probabilidad de que la partícula sea emitida dentro de un ángulo solido $d\Omega$ está dada por:

$$P(\theta)d\Omega = \frac{d\Omega}{4\pi} \tag{1.2}$$

La probabilidad de interacción de una partícula con el detector, se determina teniendo en cuenta la probabilidad P_{ni} de que una partícula no interaccione en una pequeña porción del material del detector localizada dentro de un intervalo $[x, x+dx]$; está probabilidad está dada por:

$$P_{ni}(x + dx) = P_{ni}(x)(1 - wdx) \tag{1.3}$$

donde w es inversamente proporcional al recorrido libre medio de interacción [1] λ, es decir: $w = \frac{1}{\lambda}$; expandiendo la ecuación (1.3) en la serie de Taylor hasta primer orden, se obtiene la forma diferencial de dicha probabilidad a partir de la siguiente ecuación:

$$P_{ni}(x) + \frac{dP_{ni}}{dx}dx = P_{ni} - P_{ni}wdx. \tag{1.4}$$

Resolviendo la ecuación diferencial (1.4), la probabilidad P_{ni} de que una partícula no interaccione con el detector en un intervalo $[x, x + dx]$ está dada por:

$$P_{ni}(x) = C \exp(-wx) \tag{1.5}$$

donde C es una constante que puede ser igual a uno si $P(0) = 1$. Cuando una partícula tiene una interacción con el detector en una pequeña muestra del material del detector y dentro en el intervalo $[x, x + dx]$, la probabilidad de interacción, se determina tomando la diferencia entre uno y la probabilidad de no interacción y por su forma diferencial esta dada por:

[1] El recorrido libre medio corresponde a la distancia promedio recorrida entre colisión y colisión.

$$d(\epsilon_{abs}) = 1 - \exp\left(\frac{-x}{\lambda}\right)\frac{d\Omega}{4\pi} \tag{1.6}$$

donde x es la longitud de la trayectoria de la partícula en el detector. La eficiencia ϵ_{abs} se obtiene integrando la ecuación (1.6) sobre todo el volumen del detector; en muchos casos cuando los valores de x no varían demasiado sobre el detector y si los valores de λ son muy pequeños el término exponencial de la ecuación se hace cero. Por lo tanto, la eficiencia absoluta ϵ_{abs} se expresa como el producto entre la eficiencia intrínseca ϵ_{int} y la eficiencia geométrica ϵ_{geom} o aceptancia. [3]

$$\epsilon_{abs} = \epsilon_{geom}\epsilon_{int} \tag{1.7}$$

La eficiencia geométrica ϵ_{goem} depende de la estructura geométrica del detector, de la fuente y la distribución angular; y la eficiencia intrínseca ϵ_{int} depende de la sección transversal de interacción, de la energía de la partícula incidente y el material del detector y se define como la razón entre el número de eventos que han impactado el detector N_I y el número de eventos que han sido registrados por el detector N_R. [3]

$$\epsilon_{int} = \frac{N_R}{N_I} \tag{1.8}$$

En este trabajo se calculó la eficiencia intrínseca del calorímetro electromagnético EC.

1.3. Reacciones para calcular la eficiencia

Dadas las características y especificidades del detector CLAS, la eficiencia del calorímetro electromagnético [2] se puede calcular a partir de tres reacciones diferentes:

[2]Se debe aclarar que el detector CLAS está formado por un conjunto de subdetectores encargados cada uno de desempeñar un papel específico en la identificación y reconstrucción de partículas. El calorímetro electromagnético hace parte de dicho conjunto de subdetectores.

1. $\gamma D \rightarrow \pi^{-}\pi^{+}pn$ donde la interacción de un fotón (foto-producción) con un núcleo de deuterio (D) produce en el estado final una partícula con carga negativa (π^{-}), dos partículas con carga positiva (protón y π^{+}) y una partícula neutra (neutrón).

2. $\gamma D \rightarrow pn$ donde la interacción de un fotón con un núcleo de deuterio (D) produce un protón y neutrón[3].

3. $ep \rightarrow \pi^{+}en$ donde la interacción de un electrón (electro-producción) con un núcleo de deuterio (D) produce en el estado final una partícula con carga positiva (π^{+}), una partícula con carga negativa (e) y una partícula neutra (neutrón).

Aunque es posible determinar la eficiencia del calorímetro electromagnético analizando cualquiera de las tres reacciones, en este trabajo se usó la reacción $\gamma D \rightarrow \pi^{-}\pi^{+}pn$ dada la facilidad para accesar a datos previamente procesados de esta reacción.

1.4. Procedimiento para calcular la eficiencia

El procedimiento para calcular la eficiencia del calorímetro consiste en la reconstrucción de eventos que contengan un protón, un pión con carga positiva π^{+} y un pión con carga negativa π^{-} en el estado final. De acuerdo con estas partículas y junto con las partículas del estado inicial (γ, D), es posible mediante un balance de energía y momento (Missing Mass) reconstruir (sin detectar) el neutrón del estado final correspondiente a la reacción $\gamma D \rightarrow \pi^{-}\pi^{+}pn$. La detección de ese mismo neutrón implica el uso del calorímetro electromagnético [4]. La razón entre el número de eventos con un neutrón detectado N_D y el número de eventos con un neutrón reconstruido N_R en función del momento del neutrón recontruido (o detectado) define la eficiencia del calorímetro electromagnético. En la Figura 1.2 se muestra los resultados del cálculo

[3]La reacción $\gamma D \rightarrow pn$ se conoce como la desintegración del deuterio (D)

[4]Hay que tener en cuenta que reconstruir el neutrón y detectar el neutrón son dos procesos diferentes. El primero hace referencia a la conservación del momento y energía; el segundo está relacionado con el uso del detector.

de la eficiencia intrínsica del calorímetro electromagnético para otros periodos experimentales, en donde hace evidencia que la eficiencia del calorímetro debe ser un cálculo propio para cada periodo experimental, ya que un nuevo periodo implica el desensamble de todo el detector, lo cual puede afectar el desempeño de los diferentes subdetectores del detector CLAS, entre ellos el calorímetro. El cálculo de la eficiencia del calorímetro electromagnético que se presenta en este trabajo es un cálculo propio para el periodo g13 a.

En la Figura 1.2 se muestra los resultados del cálculo de la eficiencia del calorímetro electromagnético obtenida para períodos experimentales previos a los del g13a. Entre estos se encuentran:

- Periodo g2a energía desde 0.8 GeV hasta 2.3 GeV, con foto-producción.
- Periodo g5 energ ía desde 0.4 GeV hasta 4.5 GeV, con electro-producción .
- Periodo e1 energ ía desde 0.8 GeV hasta 2.5 GeV, con electro-producción.

1.5. Esquema del documento

En los siguientes capítulos se discute las ideas generales relacionadas con los calorímetros y se desarrolla el análisis y reconstrucción de la reacción $\gamma D \rightarrow \pi^{-}\pi^{+}pn$ a partir de datos experimentales del periodo g13a con el fin de determinar la eficiencia del calorímetro electromagnético

En el capítulo 2 se describe de manera general el funcionamiento de un calorímetro haciendo énfasis en particular en el calorímetro electromagnético de muestreo, el cual forma la base de este trabajo.

El tercer capítulo trata acerca de los detectores o subsistemas que componen el detector CLAS, especifícamente aquellos subsistemas utilizados en el análisis de datos descrito en este documento.

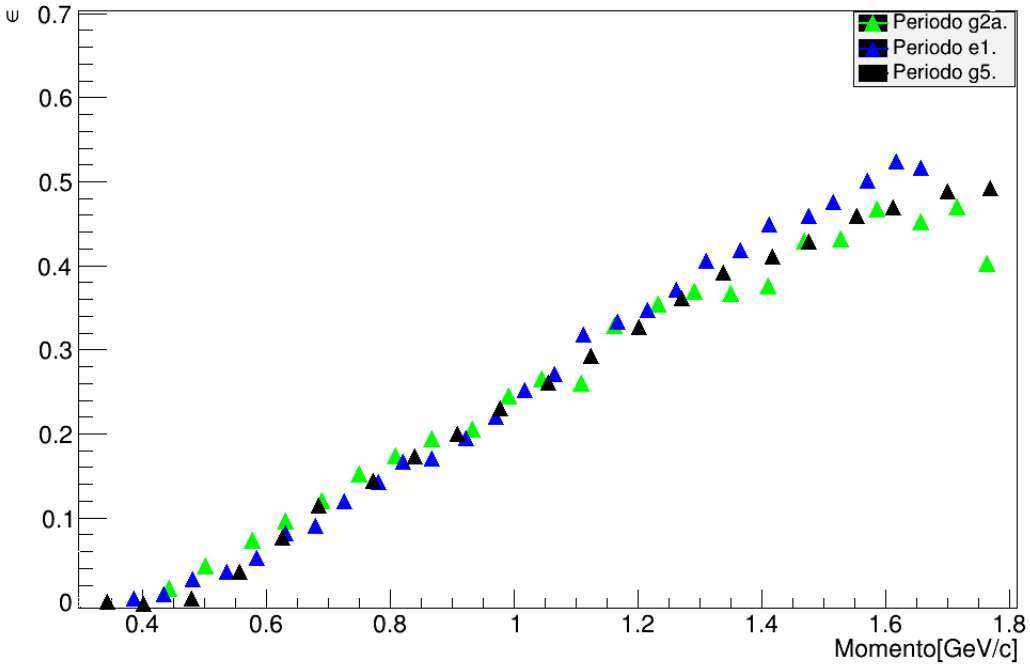


Figura 1.2: Resultados del cálculo de la eficiencia del calorímetro en función del momentum del neutrón obtenidos previamente para otros periodos experimenetales.

En el capítulo 4 se describe el procedimiento seguido para llevar a cabo la reconstrucción de la reacción $\gamma D \rightarrow \pi^{-}\pi^{+}pn$. Dicho procedimiento incluye la identificación de partículas cargadas, criterios de selección de los eventos, correcciones por pérdida de energía de las partículas cargadas y la identificación y reconstrucción de neutrones.

Los resultados de la eficiencia del calorímetro obtenidos en este trabajo para el periodo g13a se presentan en el último capítulo. Los errores estadísticos asociados con estos resultados, así como su comparación con resultados obtenidos para los otros periodos experimentales también forman parte de este capítulo.

Capítulo 2

Calorímetros electromagnéticos

Los Calorímetros Electromagnéticos son detectores que permiten llevar a cabo la detección de partículas neutras; estos detectores se usan para medir la energía depositada y la distancia o trayectoria recorrida por dichas partículas cuando interaccionan con el material del detector. La interacción de una partícula o un grupo de partículas directamente con el detector, producen cascadas electromagnéticas (electrones) o hadrónicas (piones) dentro del detector para la detección de una partícula neutra (fotón o neutrón). En física de altas energías los calorímetros electromagnéticos de muestreo se emplean frecuentemente para medir la energía depositada o absorbida en el material del detector por las partículas producidas durante las cascadas. Estos calorímetros están diseñados por un arreglo de láminas de plomo y centelladores que permiten la medición de la energía depositada por las partículas.

2.1. Detección de Neutrones

Debido a que los neutrones no tienen carga eléctrica, su mecanismo principal de interacción se da a través de la interacción fuerte con núcleos. Dependiendo de la energía del neutrón diferentes tipos de procesos nucleares pueden ocurrir, entre ellos se encuentran:

1. Dispersión elástica a partir de núcleos. Este mecanismo domina para neutrones con energía en los pocos MeV.

2. Dispersión inelástica a partir de núcleos. Para este tipo de reacciones, el núcleo queda en un estado excitado decayendo posteriormente a partir de la emisión de rayos gama o alguna otra forma de emisión radiactiva. Estos procesos ocurren cuando la energía del neutrón es generalmente del orden de 1 MeV o mayor. Por debajo de este umbral de energía, solamente puede ocurrir la dispersión elástica.

3. Captura radiativa del neutrón (n + (Z, A)→ $gamma$ + (Z, A + 1)). Ya que la sección transversal asociada con la captura de neutrones es proporcional a $\frac{1}{v}$, donde v es la velocidad del neutrón, esta reacción ocurre principalmente a bajas energías.

4. otras reacciones tales como (n, p), (n, d), (n, α), (n, t), (n, αp) en donde el neutrón es capturado con la subsequente emisión de partículas cargadas. Generalmente este proceso ocurre en un rango de energías del neutrón de eV a keV.

5. Producción de cascadas de partículas de alta energía. Esto ocurre predominantemente para neutrones con energías por encima de 100 MeV.

2.2. Calorímetros de muestreo

Los calorímetros de muestreo son aquellos calorímetros conformados por centelladores, placas o contadores de plomo y de aluminio que están especializados en la detección de cascadas electromagnéticas o hadrónicas. Para energías mayores de los 100 MeV los electrones pierden su energía por radiación de bremsstrahlung mientras que los fotones pierden su energía por la producción de pares (electrón-positrón) (Figura 2.1). La energía perdida se puede determinar a partir de la siguiente expresión.

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{E}{X_0} \tag{2.1}$$

Donde X_0 es la longitud de radiación y este valor es obtenido a partir del modelo de Heitler. Este modelo predice que la longitud de radiación X_0 puede ser aproximada de acuerdo con la siguiente expresión: $X_0 = 180\frac{A}{Z^2}\frac{g}{cm^2}$ donde Z y A son: el número atómico y el peso del material respectivamente. La probabilidad de producción de pares (positrón- electrón) se puede expresar como:

$$\frac{dw}{dx} = \frac{-1}{\lambda_{prom}} \exp\left(\frac{-x}{\lambda_{prom}}\right), \lambda_{prom} = \frac{9}{7}X_0 \tag{2.2}$$

El proceso de las cascadas es un proceso estadístico, usando la notación de la unidad de longitud de radiación, es posible obtener un modelo para determinar el número promedio y la energía promedio de las partículas en función de la profundidad de penetración de la cascada t que se mide en las unidades de la longitud de radiación, dicha cantidad se expresa como:

$$t = \frac{x}{X_0} \tag{2.3}$$

Las cascadas producidas cuando un fotón de alta energía impacta al calorímetro con una energía inicial E_0 para t_0, despúes de la medicón de la primera unidad de longitud de radiación t_1, el fotón produce un par de positrón-electrón, cada uno con energías de $\frac{E_0}{2}$, estas partículas emiten una segunda longitud de radiación y una radiación de bremsstrahlung por cada fotón, y nuevamente son transformadas en un par de positrón-electrón con energías de $\frac{E_0}{4}$ y así sucesivamente el proceso continua hasta que se produce las cascadas como se puede ver en la Figura 2.1, por lo tanto el número de partículas en función de t está dada por[3]:

$$N(t) = 2^t \tag{2.4}$$

Y la energía en función de t para cada partícula, como se puede deducir a partir de la Figura 2.1 está dada por:

$$E(t) = \frac{E_0}{2^t} \tag{2.5}$$

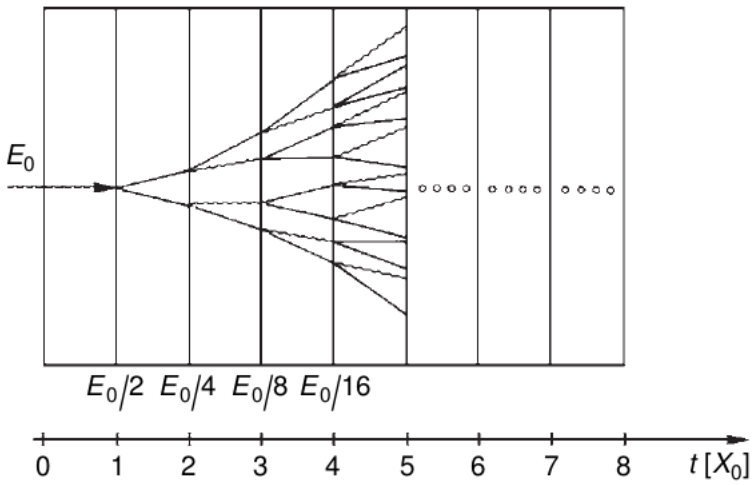


Figura 2.1: muestra un esquema de las cascadas electromagnéticas asociadas al proceso de la creación de pares, y la longitud entre cada intervalo en el eje t define la longitud de radiación; el valor E_0 es el valor inicial de la energía justo cuando inicia el proceso de la creación de pares

El máximo valor de profundidad de penetración se obtiene cuando las partículas creadas durante la cascada alcanzan el valor crítico de energía E_C.

$$E(t_{max}) = \frac{E_0}{2^{t_{max}}} = E_c \tag{2.6}$$

Resolviendo para t_{max} se tiene que:

$$t_{max} = \frac{\ln \frac{E_0}{E_c}}{\ln 2} \tag{2.7}$$

Y el número máximo de partículas se determina de acuerdo a la siguiente expresión:

$$N_{max} = \frac{E_0}{E_c} \tag{2.8}$$

Para el caso en donde la resolución de energía no es importante, la manera más simple de medir la energía del fotón de acuerdo al modelo de la creación de pares discutido anteriormente, consiste en colocar un contador delgado detrás de una capa de un absorbente correspondiente a la profundidad máxima de penetración t_{max}. El

número de electrones que atraviesan el contador, es sólo $\frac{2}{3}$ del número máximo de partículas creadas durante la cascada $N_{max} = \frac{E_\gamma}{E}$, el N_{max} es igual para todas las partículas (electrones, positrones y protones). La amplitud de la señal de contador es proporcional al número de partículas cargadas. Para un absorbedor de plomo $E_c = 7,4MeV$ y $E_c = 1GeV$, se obtiene $N_e \approx 90$ y la radiación perdida por los electrones se determina con la siguientes ecuación[4]:

$$\mu(N_e) = \frac{1}{\sqrt{(N_e)}} \approx 10\,\% \tag{2.9}$$

La eficiencia que se está presentando en este trabajo corresponde a la de un calorímetro de muestreo.

2.3. Calorímetro electromagnético (CLAS)

A las energías típicas de operación del detector CLAS, la detección de partículas neutras (fotones y neutrones) es llevada a cabo usando muestras gruesas de materiales con alto Z los cuales incrementan la probabilidad de interacción. La interacción de las partículas neutras con dichos materiales resulta en la producción de cascadas de partículas cargadas cuya detección permite la reconstrucción de la partícula neutra que originalmente las generó. Por tanto, la detección de partículas neutras de alta energía debe incluir la presencia de materales con alto Z (para producir la cascada de partículas) y al mismo tiempo de centelladores (para medir posición, energía y tiempos de las partículas producidas). Esta es la idea principal detrás del diseño y funcionamiento del calorímetro electromagnético de muestreo (EC) del detector CLAS. El EC tiene una forma triangular tipo sándwich (ver Figura 2.2). Su función principal es la detección de electrones con energías de 0.5 GeV, la detección de fotones con energías de 0.2 GeV (para la reconstrucción de π_0 y η) y la detección de neutrones. El detector CLAS cuenta con cuatro calorímetros electromagnéticos distribuidos azimultalmente de acuerdo con su estructura geométrica los cuales cubren una región angular entre $8^\circ < \theta < 45^\circ$. Cada calorímetro tiene 39 capas formadas por láminas de plomo y

capas de centelladores. Las láminas de plomo tienen 2 mm de grueso y las capas de centellador, 10 mm. Las resolución en energía del calorímetro [4]:

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{10{,}3}{\sqrt{E}} \tag{2.10}$$

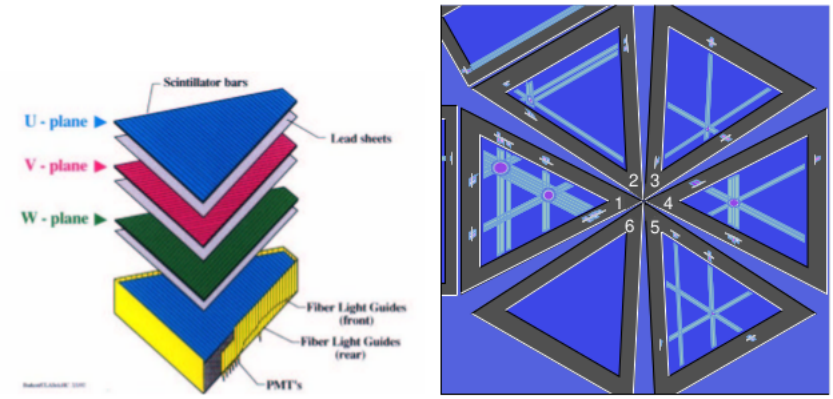


Figura 2.2: Calorímetro electromagnético a) En la figura izquierda se muestra un módulo de un calorímentro electromagnético b) En la figura derecha se muestra un ejemplo de la reconstrucción de un evento en el EC.[4]

Capítulo 3

Detector CLAS

3.1. Detector CLAS

El detector CLAS localizado en el Hall-B (ver Figura 3.1) en el Thomas Jefferson Facility, revela su importancia al permitir llevar acabo una amplia gama de experimentos concernientes con el estudio de la estructura interna de los nucleones, su uso se enfoca en el estudio de los estados excitados del nucléon a partir de los diferentes estados finales que se producen cuando se hace colisionar un haz de fotones (foto-producción) o electrones (electro-producción) contra un blanco estacionario (deuterio, hidrógeno,carbón). Este detector está conformado por seis bobinas superconductoras que generan un campo magnético toroidal y varios subsistemas o detectores. Estos subsistemas determinan, en general, el tiempo de vuelo, la distancia recorrida, el momento y el signo de la carga de las partículas producidas en cada estado final. Los componentes del CLAS son descritos en las siguientes secciones [4].

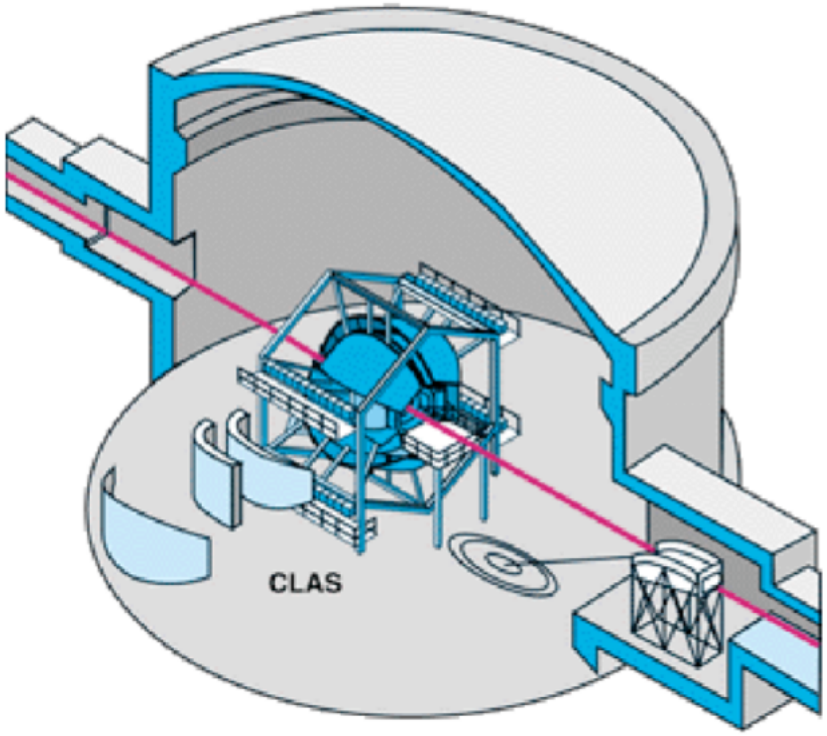


Figura 3.1: se muestra la sala experimental HALL B y el detector CLAS. La línea roja es el haz de fotones o electrones que golpea el blanco ubicado en el centro del detector CLAS para estudio de alguna reacción [5].

3.2. Campo magnético toroidal

El campo magnético toroidal es generado por seis bobinas superconductoras que definen la geometría del detector CLAS (Figura 3.2). La forma de estas bobinas cumple además dos propósitos: minimizar la deflexión de las partículas cargadas en la dirreción azimutal y proporcionar una alta cobertura para desviar en la dirección polar partículas veloces y partículas que son dispersadas a ángulos grandes debido a la ausencia de material ferromagnético en el centro del detector. El campo magnético toroidal se determina directamente a partir de la corriente que circula a través de las bobinas. La máxima corriente que puede circular a través de las bobinas es de 3860 A y el campo magnético es de 2.5 T m [4]. En la Figura 3.2 se muestra la forma geométrica de las bobinas magnéticas. La distribución del campo magnético toroidal

y las correspondientes superficies equipotenciales se muestran en la Figura 3.3.

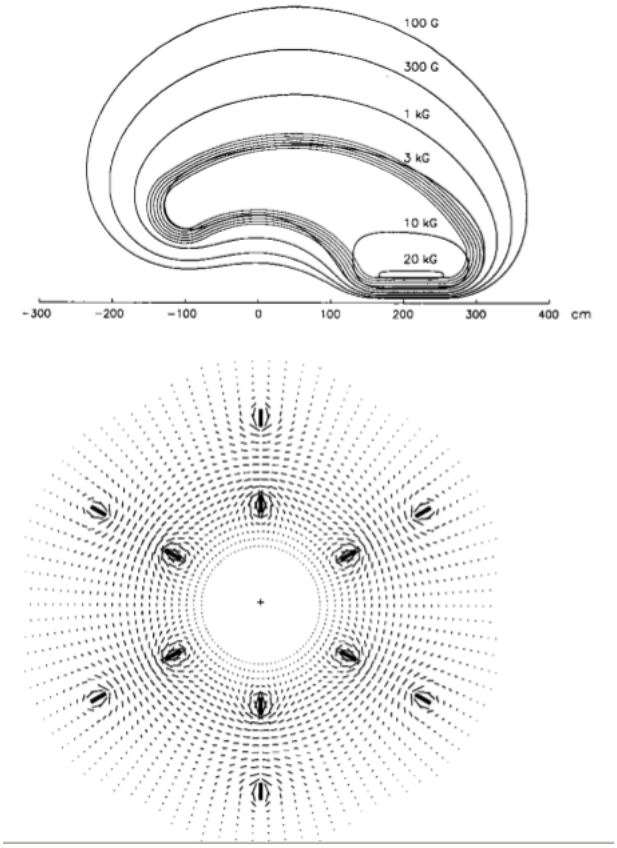


Figura 3.2: Representación de las superficies equipotenciales y distribución de campo magnético generado por las seis bobinas [4].

3.3. Drift chambers (Cámaras de arrastre)

Las bobinas dividen al detector CLAS en seis áreas de rastreo o seguimiento como se muestra en la Figura 3.4. Cada sector está conformado por tres regiones (1,2 y 3) separadas de manera radial.

La región 1 esta localizada cerca del blanco y la línea de incidencia del haz, esta región se usa para determinar la trayectoria inicial de las partículas cargadas. La región 2 ubicada en el área del campo magnético se usa para obtener un segundo



Figura 3.3: se muestra la geometría de las bobinas que generan el campo magnético sin los otros subsistemas del detector CLAS [6].

conjunto de de mediciones de la trayectoria de la partículas en la región de la máxima curvatura. La región 3 se encuentra en la zona externa del detector, en un área donde el campo magnético es despreciable y sirve para terminar de completar la trayectoria de aquellas partículas cargadas que se dirigen a los sistemas externos de detección.

Cada región corresponde a una cámara de arrastre compuesta de una mezcla de gas de 90 % argón de y 10 % de CO_2. El proceso de rastreo para la reconstrucción del momento y las trayectorias de las partículas cargadas consiste básicamente en la ionización de la mezcla del gas. Las partículas ionizadas del gas (electrones libres) son aceleradas por un campo eléctrico interno, como resultado una avalancha de electrones libres que producen una señal más fácil de medir [7].

3.4. Time of flight(Tiempo de vuelo)

El detector time-of-flight (TOF) dividido en seis sectores, cubre completamente el detector CLAS en la región azimutal ϕ con un ángulo polar θ entre 8° y 142°: cada sector del TOF está conformado por 57 centelladores distribuidos sobre cuatro páneles. Los centelladores tienen aproximadamente el mismo espesor ($\approx 5{,}1cm$) con un ancho y largo que varía según su ubicación en términos del ángulo polar:

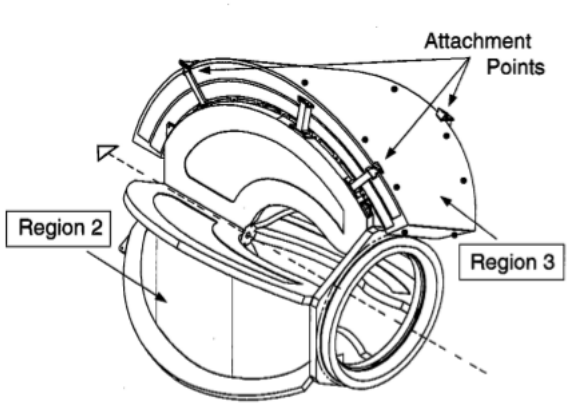


Figura 3.4: se muestra un boceto tridimensional de las DC dentro del detector CLAS y específicamente para las regiones 2 y 3 [4].

- Centelladores con $45^o > \theta$ tienen un ancho de 15 cm y un largo entre 32-376 cm.

- Centelladores con $45^o < \theta < 142^o$ tienen un ancho de 22 cm y un largo de 371-445 cm.

  El sistema TOF se usa para determinar el tiempo que tarda una partícula cargada en viajar desde el vértice de interacción (la región donde se produce la reacción) hasta los centelladores del TOF. La combinación de esta información de tiempo con la información de rastreo obtenida de las Drift Chambers permite determinar la rapidez de las partículas producidas en el estado final de la reacción y consecuentemente reconstruir la masa de las partículas [4].

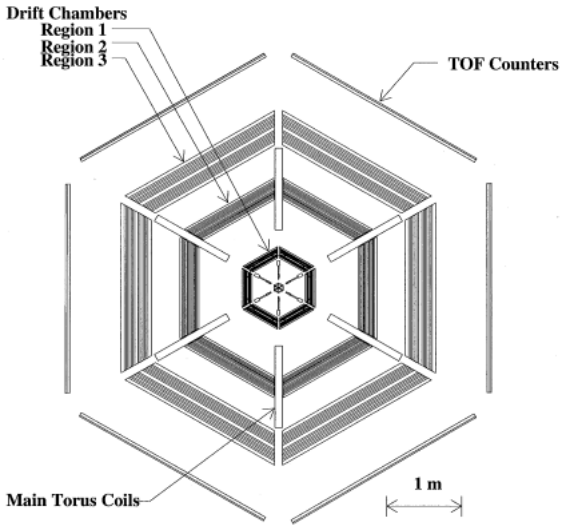


Figura 3.5: Esta figura muestra las tres regiones ocupadas por las DC, las seis bobinas que generan el campo magnético toroidal, y el TOF en un plano [5].

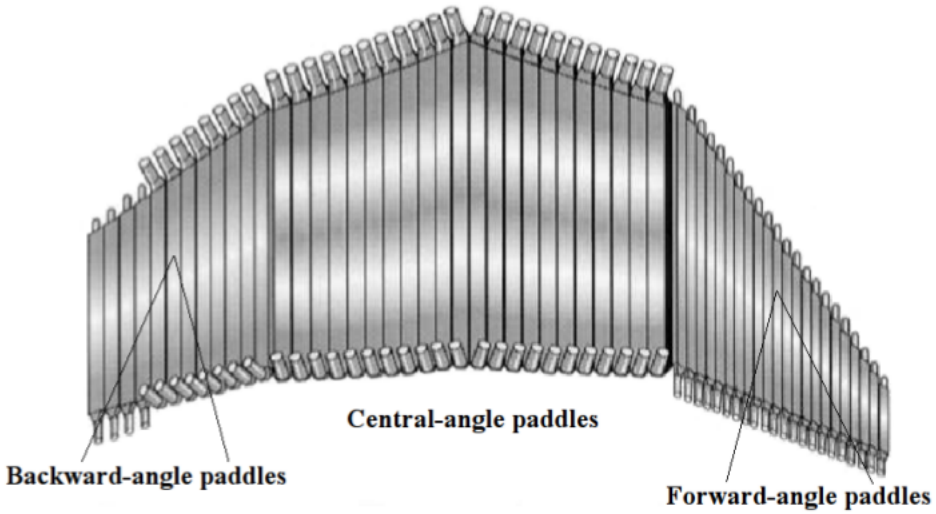


Figura 3.6: Sistema time of flight para un sector en particular. Se observan los 56 paddles distribuidos en la dirección polar. La longitud , el ancho y el número de paddles varían dependiendo la ubicación polar θ [7].

Capítulo 4

Reconstrución de la reacción $\gamma D \to \pi^- \pi^+ pn$

En este capítulo se presenta el análisis llevado a cabo para la identificación de la reacción $\gamma D \to \pi^- \pi^+ pn$ a partir de datos experimentales del periodo g13a usando Root/C++(infraestructura de análisis de datos [8]) y ROOTBEER (conjunto de rutinas para la extracción de eventos [9]). El análisis requiere información de la masa, la velocidad, el momento y la energía de las partículas cargadas y las partículas neutras (fotón y neutrón) que conforman la reacción de interés. Dicha información se alamacena en los bancos de datos llamados BOSBANKS. El apéndice (B) muestra algunos ejemplos de dichos bancos. La reconstrucción de la reacción $\gamma D \to \pi^- \pi^+ pn$ comienza con la selección de eventos que contengan en el estado final dos partículas con carga postiva (protón y pión π^+), y una partícula con carga negativa (pión π^-), dejando abierta la posibilidad de tener partículas neutras. Las partículas cargadas fueron indentificadas estableciendo restricciones en las variables cinemáticas, eliminando centelladores defectuosos del TOF y aplicando correcciones por pérdida de energía. La identificación de partículas neutras involucra otro tipo de restricciones que se irán, discutiendo en el desarrollo del capítulo.

4.1. Identificación de partículas cargadas

En la primera etapa del análisis se seleccionaron eventos con la información de las tres partículas con carga y una partícula neutra (neutrón) para la reconstrucción de la reacción $\gamma D \to \pi^- \pi^+ pn$, después de este proceso las partículas con carga positiva y con carga negativa fueron seleccionadas de manera independientemente teniendo en cuenta el signo de la carga. En las Figuras 4.1 y 4.2 se muestran los histogramas de la distribución de masas M_{mean}. En las Figuras 4.3 y 4.4 se muestran la distribución de velocidades β_{mean} donde se evidencia que cada grupo de partículas fueron seleccionadas correctamente.

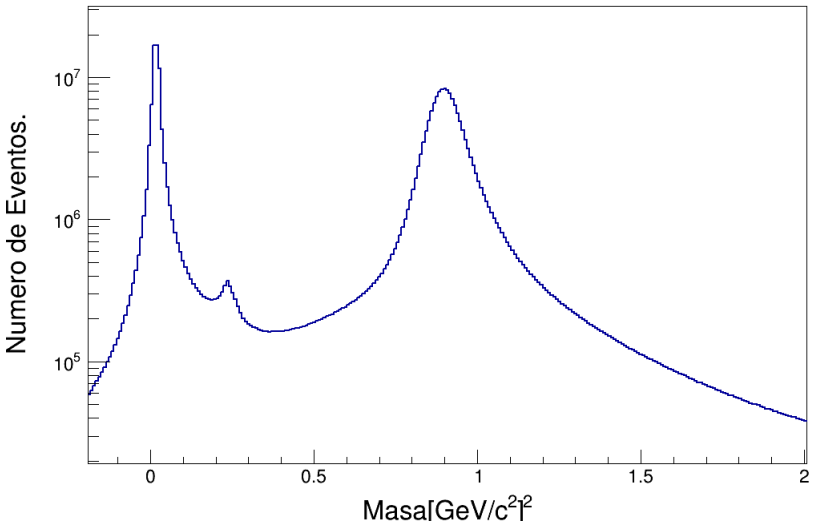


Figura 4.1: Muestra la distribución de masas para las partírculas con carga positiva. El pico más alto sobre los 0.02 $[GeV/c^2]^2$ son piones con carga positiva π^+, el pico mediano sobre 0.90 $[GeV/c^2]^2$ son protones y el pico más pequeño que se observa sobre los 0.2 $[GeV/c^2]^2$ son Kaones positivos que contaminan la distribución de masa de los protones y los piones positivos.

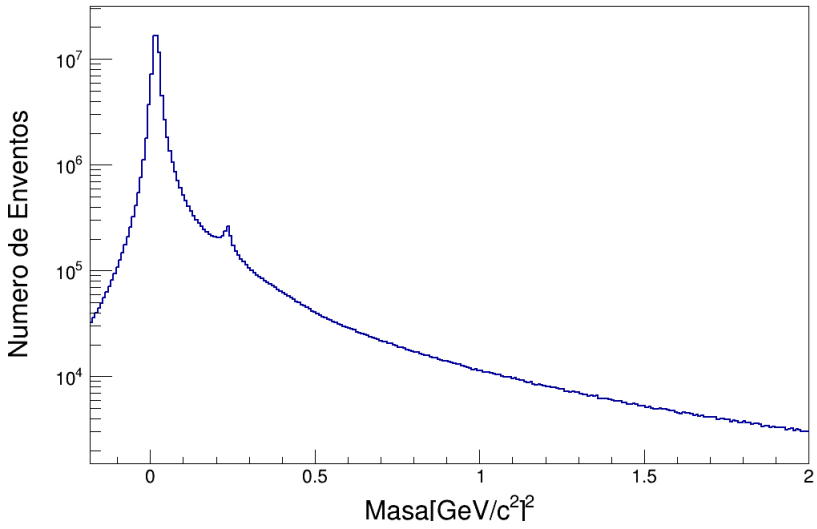


Figura 4.2: Muestra la distribución de masas para las patírculas con carga negativa. El pico más alto sobre los 0.02 $[GeV/c^2]^2$ son piones con carga negativa π^- y el pico más pequeño sobre los 0.2 $[GeV/c^2]^2$ son los Kaones negativos que producen contaminación en la distribución de masa para los piones negativos.

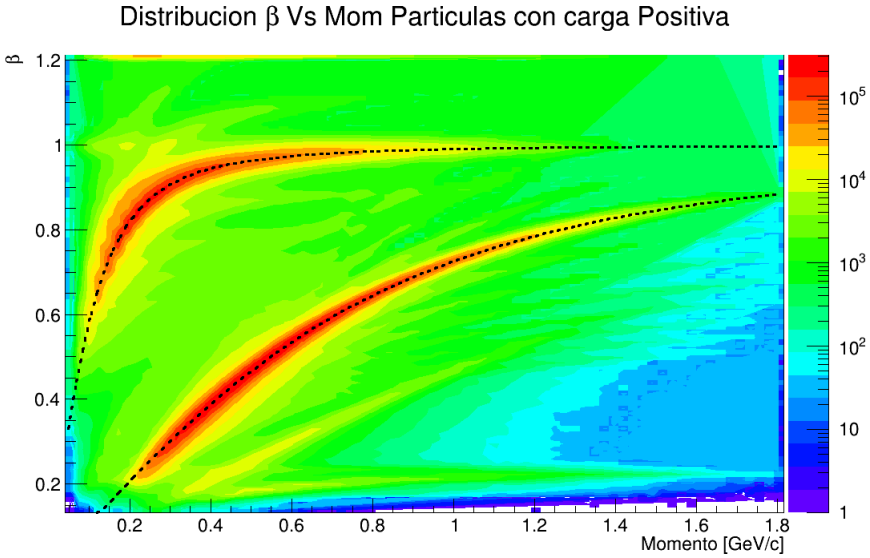


Figura 4.3: Muestra la distribución β vs Momentum para partículas con carga positiva. La curva negra punteada que aparece en la parte superior de la gráfica es la distribución β vs p para protones y la curva inferior es la distribución β vs p para piones con carga positiva π^+.

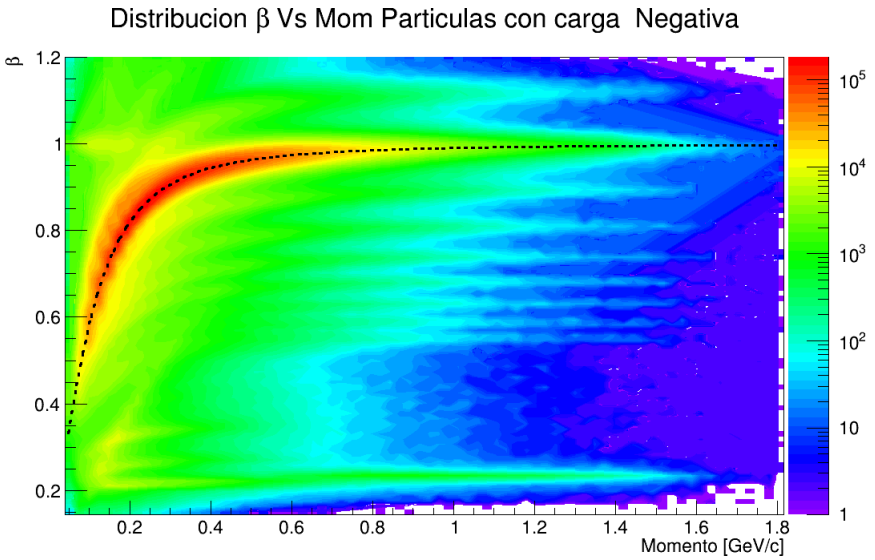


Figura 4.4: Muestra la distribución β vs Momentum para partículas con carga negativa. La curva negra punteada mostrada en la gráfica es la distribución β .vs p para los piones con carga negativa π^-.

Las curvas negras que aparecen sobre las distribuciones de β vs p indican la velocidad de cada una de las partículas cargadas de la reacción y se determinaron con ecuación relativista(4.1). -

$$\beta = \frac{cp}{\sqrt{(cp)^2 + (cm)^2}} \tag{4.1}$$

En donde, m es la masa nominal, p es el momento y c es la velocidad de la luz.

4.2. Identificación del protón

Los protones fueron identificados aplicando restricciones en la cantidad $\Delta\beta$ sobre todos los eventos que contenían información acerca de las partículas con carga positiva seleccionadas en la sección anterior; $\Delta\beta$ se determinó tomando la diferencia entre β_{mean}(valor experimental) y el β(valor teórico) a partir de la siguiente ecuación [7]:

$$\Delta\beta = \beta_{mean} - \frac{cp}{\sqrt{(cp)^2 + (cm)^2}} \tag{4.2}$$

En la Figura 4.5 se muestra la distribución $\Delta\beta$ vs p para las partículas con carga positiva eventos alrededor $\Delta\beta = 0$ son los eventos que contienen protones y deben ser detectados con momentos mayores a los 0.18 $\frac{GeV}{c}$ a partir de la resolución en el CLAS [4]; las dos curvas solidas que aparecen en rojo sobre la distribución $\Delta\beta$ vs p limitan las regiones en donde se aplicarón los cortes cinemáticos para la identificación del protón y se construyeron cuando la distribución $\Delta\beta$ vs p fue dividida en intervalos de momento p de aproximadamente 100 MeV [7]. Cada intervalo de la distribución se ajustó con funciones gaussianas (ver apéndice D) y el valor medio μ y el sigma σ (Ancho de la distribución) fueron extraídos de cada ajuste. Las curvas en rojo, relacionadas con los valores $\mu \pm 3\sigma$ (Ver Figura 4.6), se ajustarón a partir de un polinomio de orden 6 y un polinomio de orden 0.

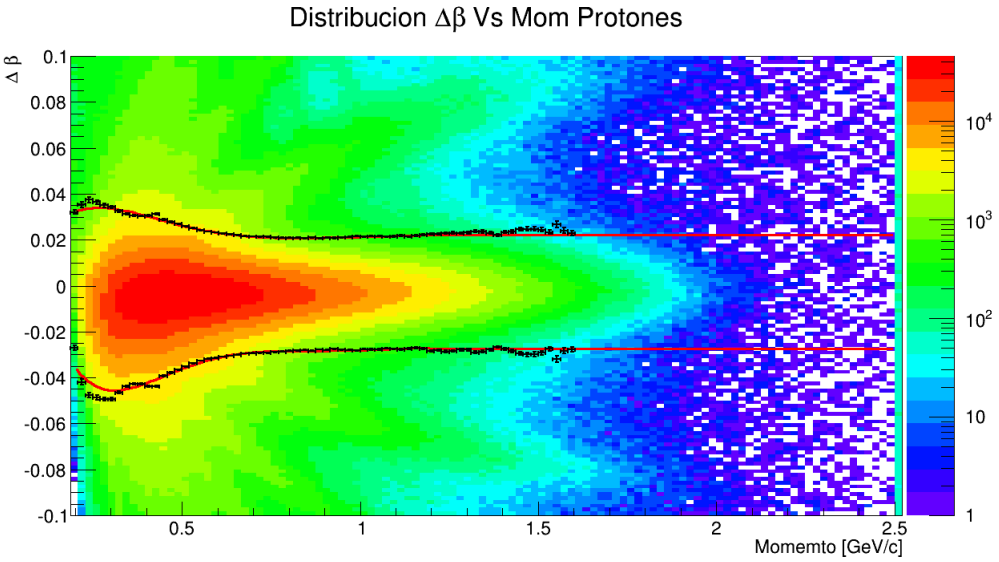


Figura 4.5: muestra la distribución de $\Delta\beta$ vs Momentum para la identificación de los protones, las curvas rojas son los ajustes de las relaciones $\mu \pm 3\sigma$ para intervalos de $0 < p < 0{,}6$ las relaciones se ajustaron con polinomios de orden 6 y para momentos de $0{,}6 < p$ con polinomios de orden 0 ;los puntos negros indican las barras de error asociados con cada intervalo de la distribución.

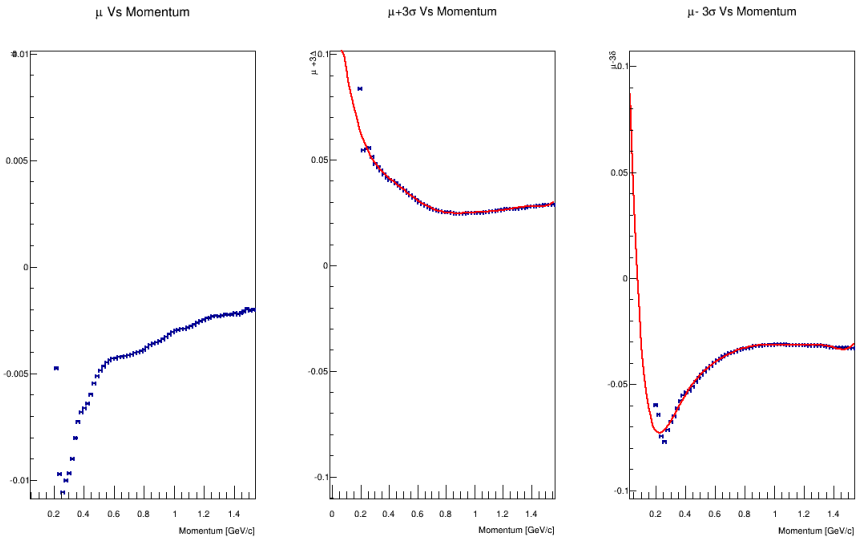


Figura 4.6: Distribución de $\Delta\beta$ vs momentum para la identificación de los protones

4.3. Identificación de piones

Los piones π^+ y π^- fueron identificados usando el mismo procedimiento que se uso para la identificación de los protones, en las figuras 4.7 y 4.8 se muestra la distribución $\Delta\beta$ vs p y las relaciones 3 $\pm\sigma$ vs p con sus respectivos ajustes para los piones negativos π^- y en las figuras 4.9 y 4.10 se muestra las mismas distribuciones y relaciones para los piones π^+, los ajustes gaussianas asociadas a cada intervalo de momento para estas partículas también se encuentran disponibles en el apéndice C.

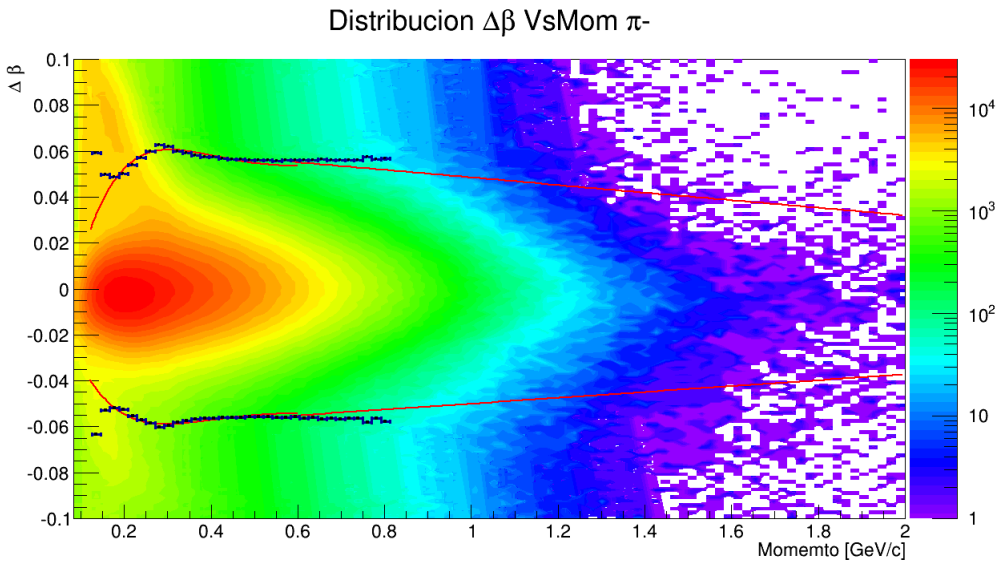


Figura 4.7: Distribución de $\Delta\beta$ vs momento para la identificación de los piones negativos π^-, las curvas rojas son los ajustes de las relaciones 3 $\pm\sigma$ para intervalos de $0 < p < 0{,}6$ las relaciones se ajustaron con polinomios de orden 6 y para momentos de $0{,}6 < p$ con polinomios de orden 1; los puntos negros indican las barras de error asociados a cada intervalo de la distribución.

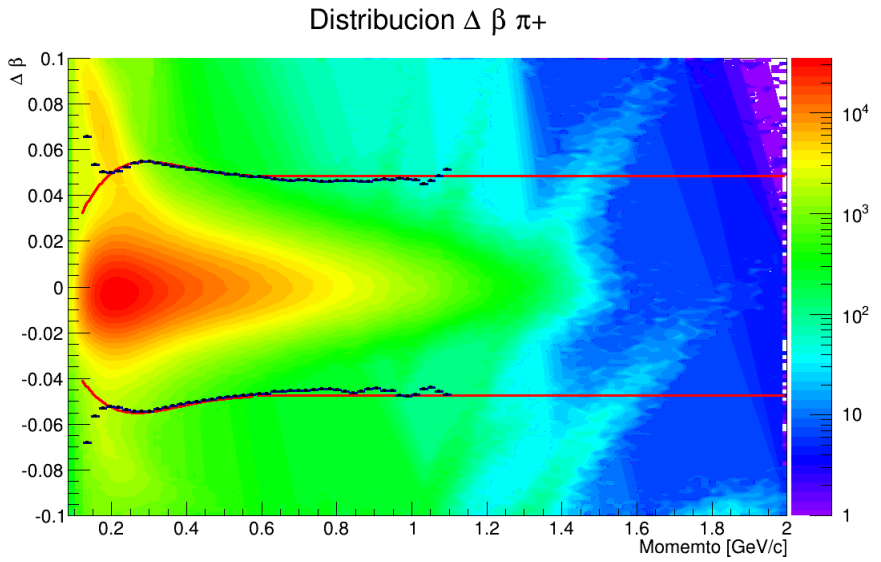


Figura 4.8: Distribución de $\Delta\beta$ vs momento para la identificación de los piones positivos π^+, las curvas rojas son los ajustes de las relaciones 3 $\pm\sigma$ para intervalos de $0 < p < 0{,}6$ las relaciones se ajustaron con polinomios de orden 6 y para momentos de $0{,}6 < p$ con polinomios de orden 0 ;los puntos negros indican las barras de error asociados a cada intervalo de la distribución.

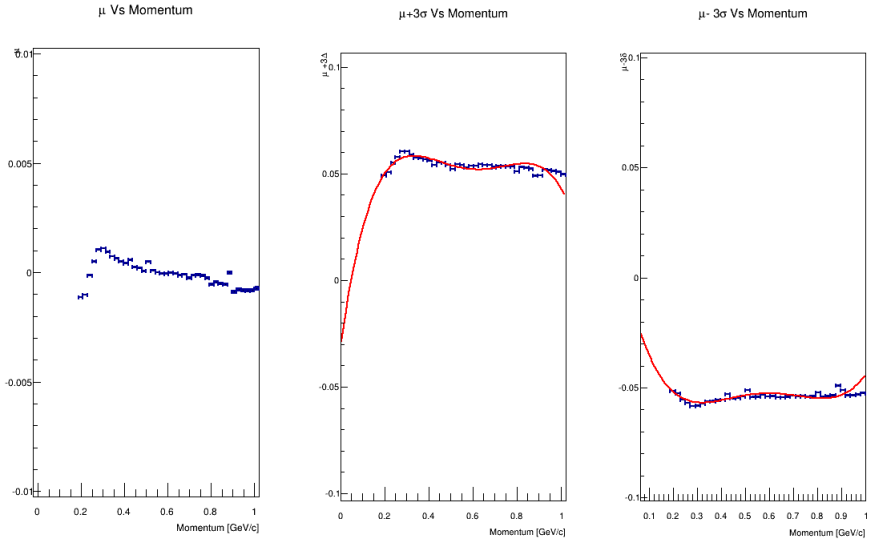


Figura 4.9: En la gráfica del lado izquierdo se muestra la relación valor medio vs p, en la gráfica del medio y la izquierda se muestran las relaciónes 3 $\pm\sigma$ vs para los piones π^-.

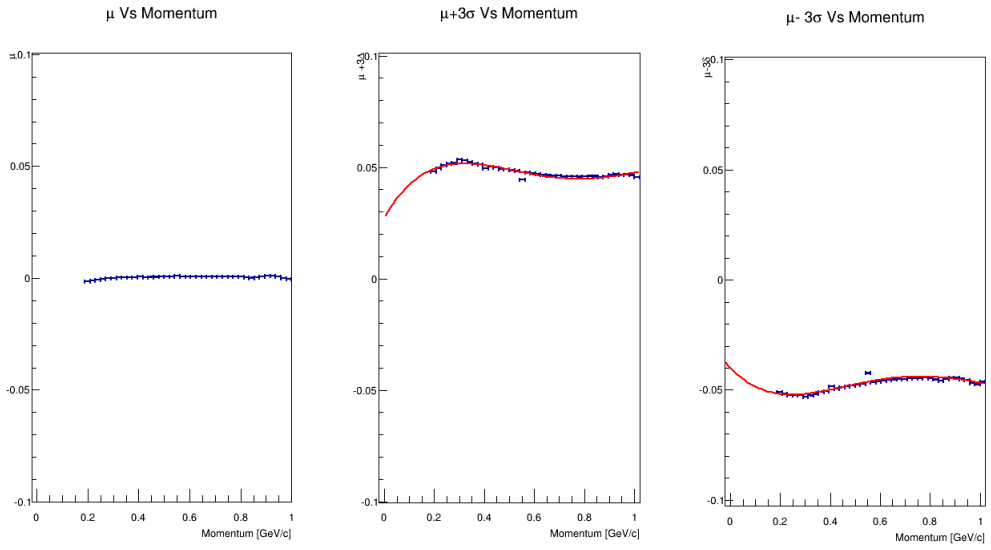


Figura 4.10: En la gráfica del lado izquierdo se muestra la relación valor medio vs p, en la gráfica del medio y la izquierda se muestran las relaciónes 3 $\pm\sigma$ vs para los piones π^+.

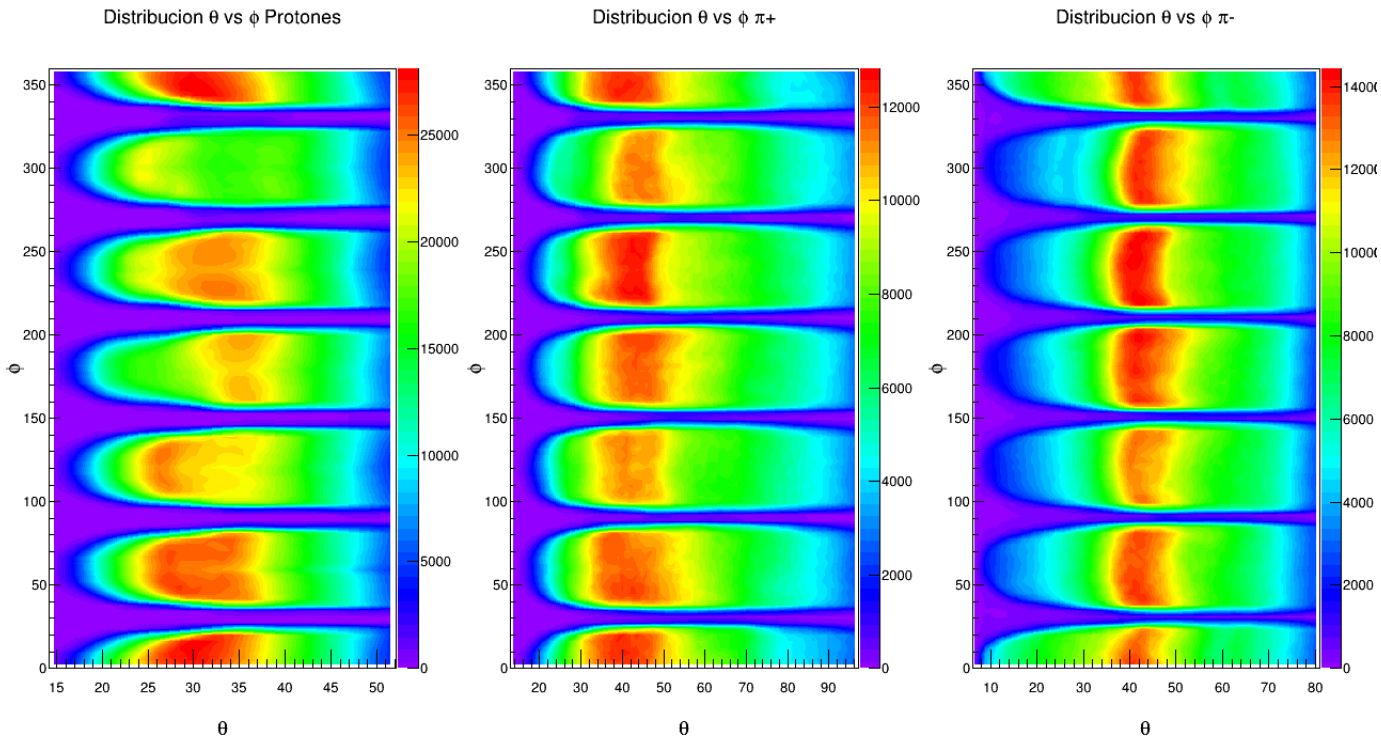


Figura 4.11: Se muestra la distribución ϕ vs θ para cada una de las partículas sin los cortes fiduciales; la gráfica del lado izquierda es la distribución ϕ vs θ para los protones, la gráfica de la mitad es la distribución ϕ vs θ para los piones positivos y la gráfica derecha es la distribución ϕ vs θ para los piones negativos.

4.4. Cortes fiduciales

Los eventos producidos por las partículas cargadas cuando impactan los bordes de las DC para su medir trayectoria y momento se ven afectados debido a la variación del campo magnético con la posición. Estos eventos con llevan a la incertidumbre en el análisis cuando se necesita conocer el momento o la trayectoria medidos por las DC

para identificación de las partículas cargadas del estado final de cualquier reacción. Este tipo de eventos con baja aceptancia se eliminan estableciendo los cortes sobre las variabales angulares(cortes fiduciales). En la Figura 4.11 se muestra la distribución de θ vs ϕ donde ϕ es el ángulo azimutal y θ es el ángulo polar para las tres partículas del estado final los (p, π^+ y π^-) en esta distribución se muestran las regiones fiduciales de baja aceptancia sin los cortes fiduciales. En la figura 4.12 se muestra la distribución de θ vs ϕ despúes de haber aplicado los cortes fiduciales [6].

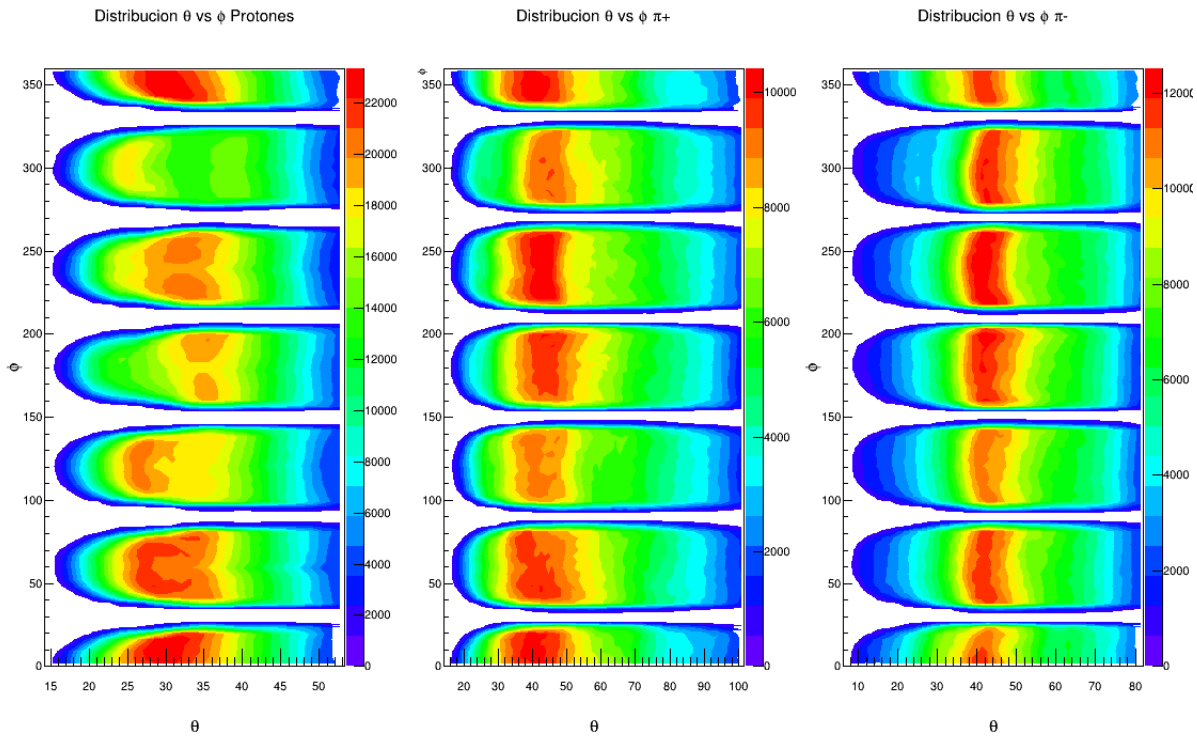


Figura 4.12: Se muestra la distribución ϕ vs θ para cada una de las partículas despúes de que se aplicarón los cortes fiduciales; la gráfica del lado izquierda es la distribución ϕ vs θ para los protones, la gráfica de la mitad es la distribución ϕ vs θ para los piones positivos y la gráfica derecha es la distribución ϕ vs θ para los piones negativos.

4.5. Eliminación de paddles defectuosos

La información sobre el tiempo y la trayectoria de las partículas cargadas en algunos centelladores del subsistema $SC-TOF$ no se pueden analizar correctamente porque que el campo magnético se superpone sobre estos centelladores lo cual con lleva a información experimental de baja confiabilidad, dichos centelladores deben ser removidos o eliminados del análisis cuando se identifican las partículas cargadas del estado final de la reacción. En las Tabla 4.1 se muestran las listas de los paddles que fueron eliminados sector por sector del CLAS para el periodo g13a en este análisis y en el apendice C se muestra la distribución de Masas de las partículas cargas por cada paddles y sector.

Paddle por sector	Paddle defectuoso	rango
Sector 1 - Paddle 8	muerto	53333-53449
Sector 4 - Paddle 26	defectuoso	53430-53537
Sector 4 - Paddle 35	defectuoso	53449-53459
Sector 5 - Paddle 36	defectuoso	53449-5345

Tabla 4.1: Paddles defectuosos [5].

4.6. Correción por perdida de energía

Las partículas cargadas cuando atraviesan el material del blanco (Deuterio líquido), las paredes del cilindro y la primera región de las DC pierden energía por lo tanto las correcciones por pérdida de energía se aplicarón usando una serie de rutinas "e-loss", y se implementaron antes de determinar la Missing-Mass y después de aplicar los cortes cinemáticos [6]; básicamente estas rutinas aplican la ecuación de Bethe Bloch para encontrar la cantidad de energía perdida por cada una de las partícula y es necesario conocer las componentes del momento y la posición de las partículas medidas por las DC ya que estas cantiddes se requieren para resolver la ecuación a través de las rutinas [5]. En las figuras 4.13, 4.14 y 4.15 se muestras las

distribuciones de pérdida de energía (Energy-Eloss) para cada partícula después de que se ap1icaron las correcciones y en estas distribuciones se compara la cantidad de energía antes y después de la corrección y el valor medio de las distribuciones es la cantidad de energía que se ha sido disipada por cada partícula.

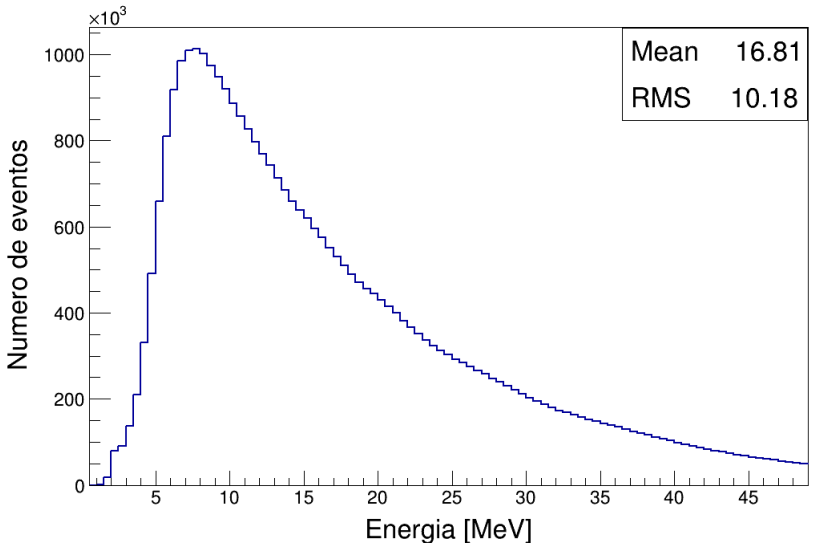


Figura 4.13: se muestra la distribución de energía en MeV cuando se implementaron las correciones por perdida de energía para el protón, el valor promedio de dicha distribución indica la energía perdida.

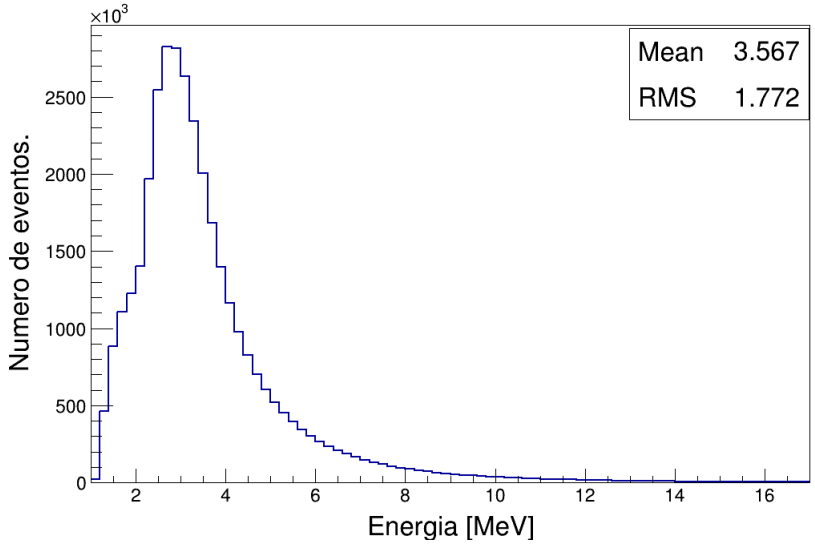


Figura 4.14: se muestra la distribución de energía en MeV cuando se implementaron las correciones por perdida de energía para el π^+, el valor promedio de dicha distribución indica la energía perdida.

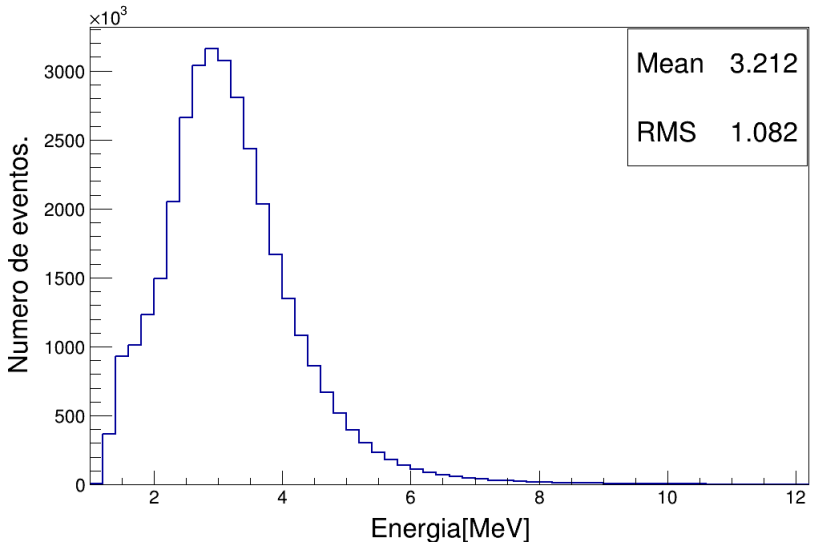


Figura 4.15: se muestra la distribución de energía en MeV cuando se implementaron las correciones por perdida de energía para el π^-, el valor promedio de dicha distribución indica la energía perdida.

4.7. Identificación del fotón incidente

El fotón incidente (fotón del estado inicial de la reacción) [7] fue identificado tomando la diferencia entre el tiempo de llega al vértice del origen de la reacción T_γ y la diferencia entre el tiempo de vuelo del pión π^- del estado final T_h con el tiempo global, medido con respecto al origen de la reacción; una aspecto importante en el CLAS es que estos tiempos coinciden pero cuando son medidos directamente desde el vértice del origen de la reacción y realizando las correspondientes correcciones sobre los dos tiempos relacionadas con la ubicación del centro del blanco [6]. En el experimento del periodo g13a el deuterio fue depositado en una celda en forma de cilindro cuya longitud era de 40 cm y fue ubicada de tal manera que uno de sus extremos coincidiera con en el centro del CLAS [5], de acuerdo con estas condiciones experimentales el tiempo de llegada del fotón incidente T_γ con respecto al vértice de

origen del se cálculo con la siguiente ecuación:

$$T_\gamma = T_{TAGR} - \frac{(Z_h - Z_{tag})}{c} \tag{4.3}$$

Donde T_{TAGR} es tiempo de llegada de los fotones al centro del blanco (banco TAGR), Z_h es la componente Z de la partícula con respecto al centro del CLAS y Z_{tag} es el desplazamiento del centro del blanco con el respecto al el centro del CLAS [7]. El tiempo de la partícula T_h se determinó en usando el tiempo y la trayectoria del subsistema TOF aunque también se puede encontrar estas cantidades en el subsistema ST [6], pero en este análisis se uso el tiempo y la trayectoria de la partícula del subsistema TOF (Banco SCPB) [7] y se cálculo a partir de la siguiente ecuación:

$$T_{\pi^-} = T_{TOF} - \frac{l_{TOF}}{c\beta} \tag{4.4}$$

Donde T_{TOF} es el tiempo de la partícula cargada medido con el detector CLAS, l_{TOF} es la trayectoria y β es la velocidad de la partícula. En la figura 4.16 se muestra la ditribución ΔT_γ el pico alrededor del cero corresponde al tiempo de los fotones incidetes en la reacción y los picos que aparecen cada 2ns en el eje negativo corresponden a los fotones que inciden sobre el blanco, los picos que se encuentran a la derecha corresponden a los fotones que no intervinierón en la reacción, el ΔT_γ se cálculo como la diferencia de tiempos entre el tiempo de la partícula y el tiempo del fotón incidente:

$$\Delta T_\gamma = T_{\pi^-} - T_\gamma \tag{4.5}$$

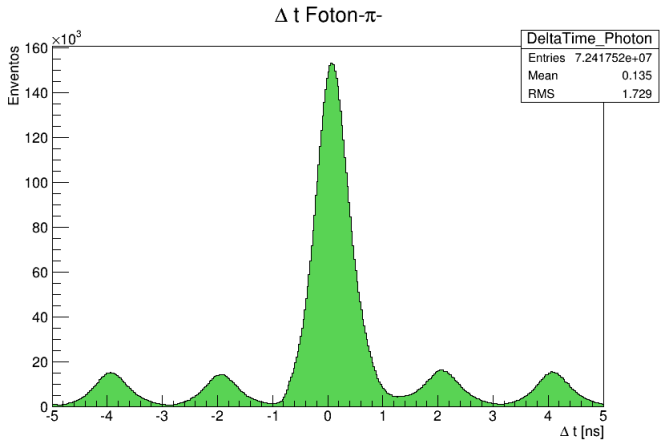


Figura 4.16: En esta gráfica se muestra la distribución ΔT_γ, el pico alrededor de 0ns es el tiempo de los fotones incidentes en la reacción y este tiempo se determino tomando la diferencia entre el tiempo del fotón incidente con el tiempo del pión negativo π^- porque es una partícula veloz debido a su masa

4.8. Reconstrución del neutrón (Missing mass)

El neutrón fue reconstruido determinando su Cuadri-Vector a través de un balance de energía y momento entre las partículas del estado inicial (γ, d) y de las partículas del estado final (π^-,π^+,p)(Missing Mass). En mecánica relativista es posible obtener el Cuadri-Vector de una partícula conocido el valor del momento y la energía de la partícula, pero también posible determinarlo cuando se conoce los Cuadri-Vectores de las otras partículas para el caso de una reacción. Partiendo de la notación relativista un Cuadri-vector se define dentro de un espacio Cuadri-dimensinal como:

$$M := x = (x^0, x^1, x^2, x^3) \in R^4 =\mid x \cdot y = productoMinkowskiano \qquad (4.6)$$

Donde el producto Minkowskiano esta definido como:

$$x \cdot y := x^0 x^0 – x^1 x^1 - x^2 x^2 - x^3 x^3 = \eta_\mu \nu x^\mu y^\nu \tag{4.7}$$

A partir de la notación descrita anteriormente sobre los cuadrivectores en donde (x^0, x^1, x^2, x^3) son las componentes del Cuadri-Vector; las primeras tres componentes del Cuadri-Vector se remplazan por las componentes vectoriales del momento de la partícula (P_x, P_y, P_z) y la última componente se remplaza por la energía (E) de la partícula:

$$M := P_\mu = (P_x, P_y, P_z, E) \in R^4 \tag{4.8}$$

Para la reacción $\gamma D \to \pi^- \pi^+ pn$ en la notación Cuadri-Vector se tiene que:

$$P_\gamma + P_d = P_{\pi^-} + P_{\pi^+} + P_p + P_n \tag{4.9}$$

despejando para P_n se obtiene el Cuadri-Vector para neutrón reconstruido en función de los Cudri-Vectores de las partículas restantes como:

$$P_n = P_\gamma + P_d - (P_{\pi^-} + P_{\pi^+} + P_p) \tag{4.10}$$

En la figura 3.2 se muestra la distribución de Masa para el neutrón reconstruido obtenida a partir de su Cuadri-Vector.

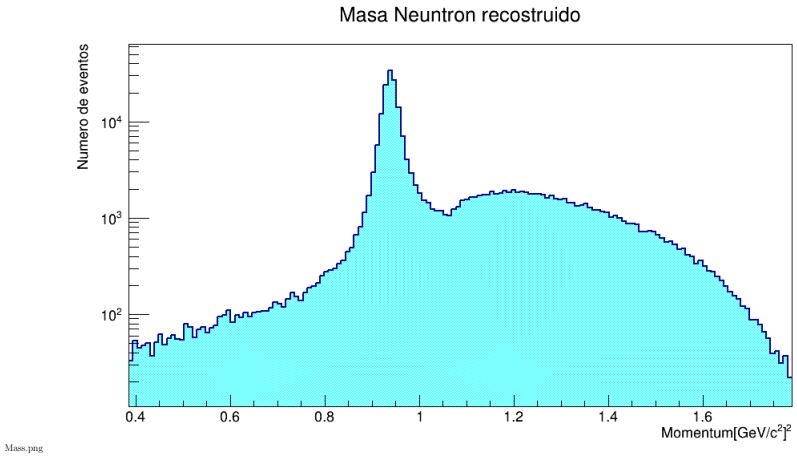


Figura 4.17: Muestra la distribución de Missing Mass en la escala logarítmica cuando el neutrón fue reconstruido. El pico alrededor de 0.94 $[\frac{GeV}{c^2}]^2$ corresponde a la masa del neutrón reconstruido. El pico dentro del rango de 1 $[\frac{GeV}{c^2}]^2$ a 0.8 $[\frac{GeV}{c^2}]^2$ es es proveniente a otros tipos de reacciones que se pudierón y afectan la recostrucción del neutrón.

En este análisis también fue necesario implementar los cortes fiduciales sobre el calorímetro y otro tipo restricciones sobre las variables dinámicas y cinemáticas y la geometría del calorímetro que se discutirŕan a continución.

4.9. Cortes fiduciales y Θ-neutrón reconstruido

El campo magnético sobre los bordes del EC limitan su capacidad para que los Neutrones sean detectados [11] [10] , está es una de las razones de contaminación (background) en la distribución de Missing Mass. Para remover dichas regiones se implementarón los cortes geométricos (fiduciales), calculando los cosenos directores [10]. En la figura 4.18 se muestran la distribución C_y vs. C_x,en donde C_y y C_x son los cosenos directores del Neutrón en la dirección x y y, respectivamente, como se puede observar en el centro de esta distribución en la dirección del haz se ve una gran concentración de neutrones [11].

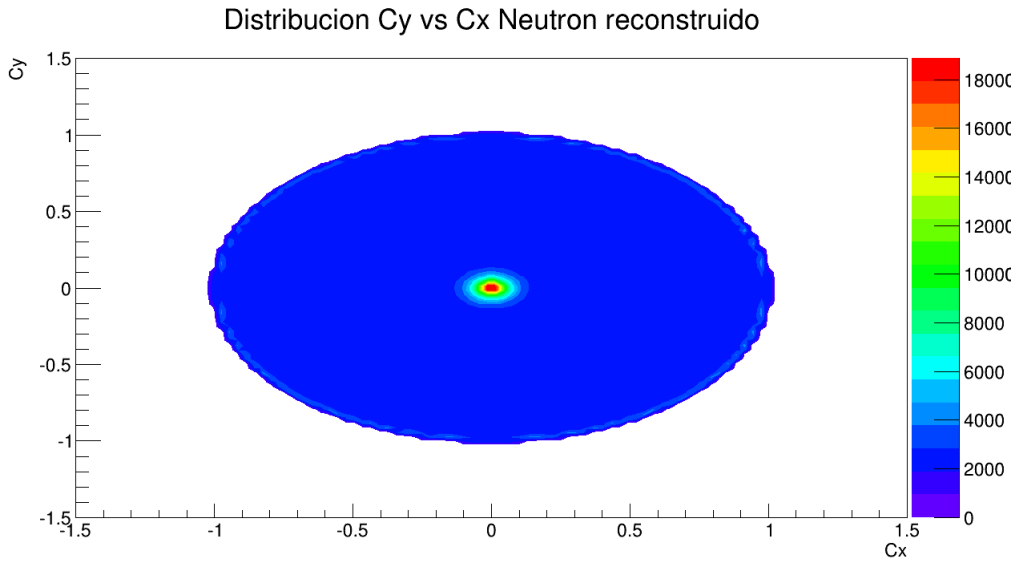


Figura 4.18: En esta gráfica se muestra la distribución de velocidades beta para las partículas neutras y como se puede observar el pico alrededor de 1 es las distribución de velocidades para los fotones y el pico alrededor de los 0.8 es la distribución de velocidades β para los neutros que se necesitan identificar para contar con el numero de eventos detectados por el calorímetro electromagnético N_D

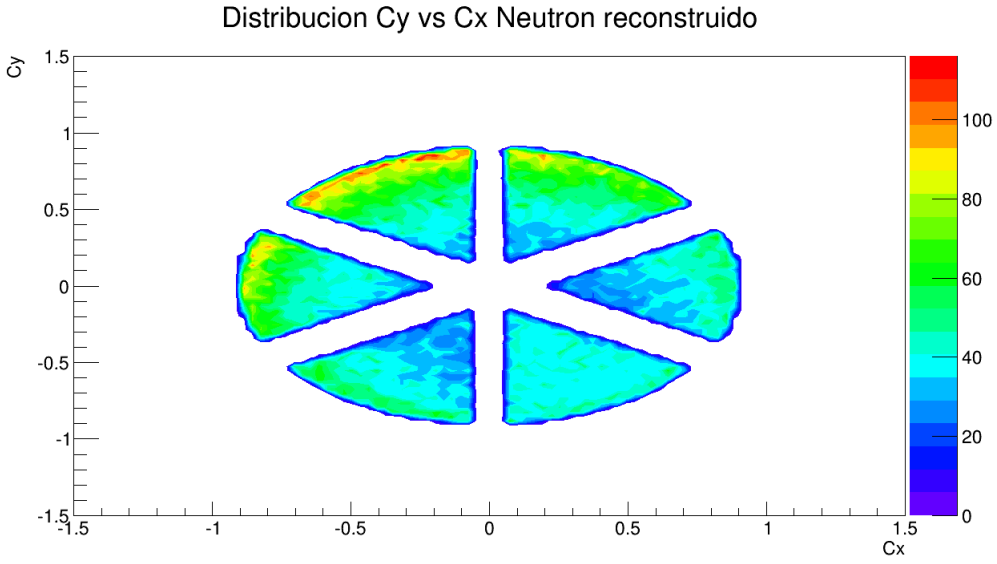


Figura 4.19: En esta gráfica se muestra la distribución de velocidades beta para las partículas neutras y como se puede observar el pico alrededor de 1 es las distribución de velocidades para los fotones y el pico alrededor de los 0.8 es la distribución de velocidades β para los neutros que se necesitan identificar para contar con el numero de eventos detectados por el calorímetro electromagnético N_D

Una vez que fueron determinados los cosenos directores, los cortes fiduciales se aplicarón y fueron removidas las regiones de baja aceptancia definiendo cuatro funciones lineales C_y vs C_x para definir la geometría del EC S [11] como se muestra en la figura 4.19.

4.10. Identificación del neutrón

La identificación del neutrón consistió básicamente en seleccionar eventos con partículas neutras (neutrón y fóton) que se producieron dentro de la reacciý que generaron enventos dentro del calorímetro. Se contaron solo eventos $\beta_n < 0{,}965$ que correspenden a los eventos con un neutrón indentificado por el calorímetro. Otras

restricciones que se aplicarón para la indentificación del netrón están relacionadas con el corte Cos(Φ), en la Figura 4.20 se muestra la distribución de velocidades β_n para las partículas neutras.

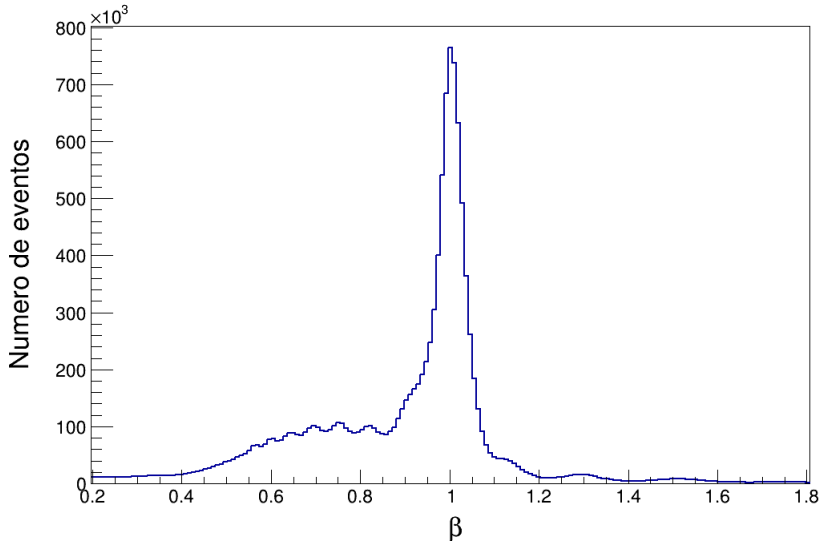


Figura 4.20: se muestra la distribución de velocidades beta para las partículas neutras y como se puede observar el pico alrededor de 1 es las distribución de velocidades para los fotones y el pico alrededor de los 0.8 es la distribución de velocidades β para los neutros que se necesitan identificar para contar con el numero de eventos detectados por el calorímetro electromagnético N_D

4.11. Cortes Cos(θ)

La relación entre el neutrón detectado y el neutrón reconstruido se debe tener en cuenta para finalizar el proceso de la identificación del neutrón detectado y se obtiene cuando se analiza la dirección del neutrón detectado dentro del calorímetro electromagnético. El análisis consiste en analizar si la dirección del neutrón detectado y el neutrón reconstruido coinciden, en principio deberían coincidir porque cuando

se reconstruye el neutrón se cuentan con eventos reconstruidos que muestran todas las posibles direcciones que deberían tener con los eventos detectados dentro del calorímetro y esta relación se obtiene cuando se determina el producto punto entre el vector momento de cada tipo de eventos (neutros detectados y reconstruidos). En la figura 4.21 se muestra la distribución $Cos(\Theta)$, la relación también se puede obtener analizando directamente a diferencia entre las componentes ϕ y *theta* entre dichos eventos [10] Y [11].

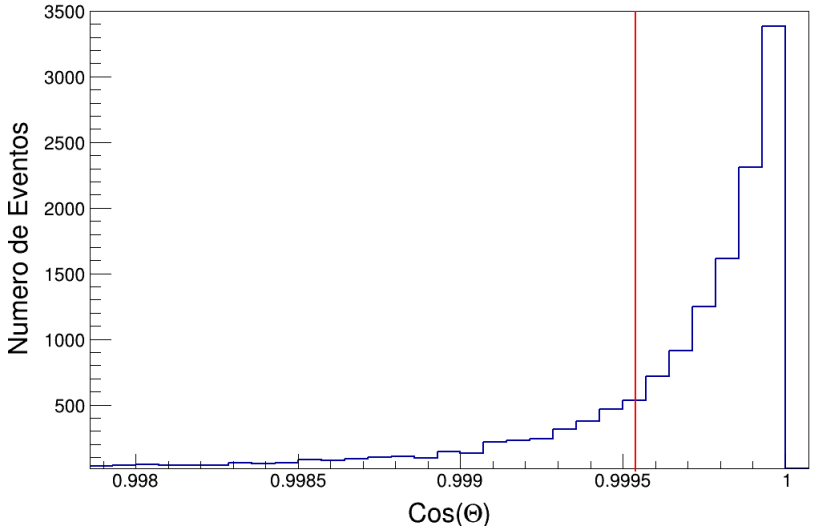


Figura 4.21: se muestra la distribución $Cos(\Theta)$ cuando se determinó el producto punto entre el vector momento del neutrón reconstruido y del vector momento del neutrón detectado, como se puede observar el pico alrededor del 1 indica los posibles neutrones detectados que tienen la misma dirección de los neutrones detectados.

Después de que se aplicó esta condición los neutrones detectados fueron identificados. En la gráfica 4.22 se muestra la distribución de velocidades β para los neutrones detectados.

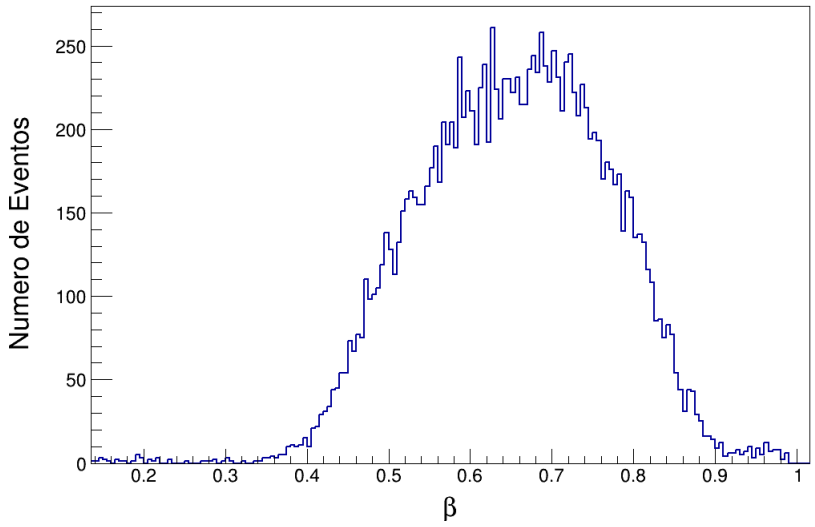


Figura 4.22: En esta gráfica se muestra la distribución de velocidades que se muestra para las partículas neutras pero como se puede observar el pico sobre 1 ha desaparecido después de que se efectuó el corte descrito anteriormente y en esta etapa del proceso los neutrones han sido identificados correctamente

Capítulo 5

Resultados y conclusiones

En este capítulo se presentan los resultados obtenidos de la eficiencia ϵ después de haber llevado acabo la reconstrucción de la reacción $\gamma D \to \pi^- \pi^+ pn$, es decir cuando fueron identificadas las partículas cargadas del estado final (sección 4.1) y después de realizar los cortes descritos en las secciones anteriores en donde fue posible reconstruir e identificar el neutrón (sección 4.8) para contar con el número eventos reconstruidos N_R (neutrones reconstruidos) y el número de eventos detectados N_D (neutrones detectados) para determinar la eficiencia ϵ del calorímetro electromagnético. En la segunda parte del capítulo se presentan los errores estadísticos en el cálculo de la eficiencia ϵ y en las últimas secciones de este este capítulo se muestra la comparación con los resultados obtenidos usando diferentes datos experimentales y las conclusiones de todo el análisis.

5.1. Resultados

La eficiencia ϵ del calorímetro electromagnético EC fue obtenida cuando se determino la razón entre el número de neutrones detectados N_D y el número de neutrones reconstruidos N_R, el número de neutrones reconstruidos y detectados obtenidos en el análisis fueron contados en cada intervalo de la distribución de momento para cada

tipo de eventos. En la figura 5.1 se muestra las distribuciones de momentos determinadas el análisis para cada tipo de eventos; después de tomar la relación entre N_D y N_R para determinar la eficiencia ϵ se realizó un histograma entre ϵ vs. el momento del neutrón (Figura 5.2) y en la figura 5.3,5.4,5.5 se presentan los resultados integrados sobre los seis detectores del calorímetro del detector CLAS [12].

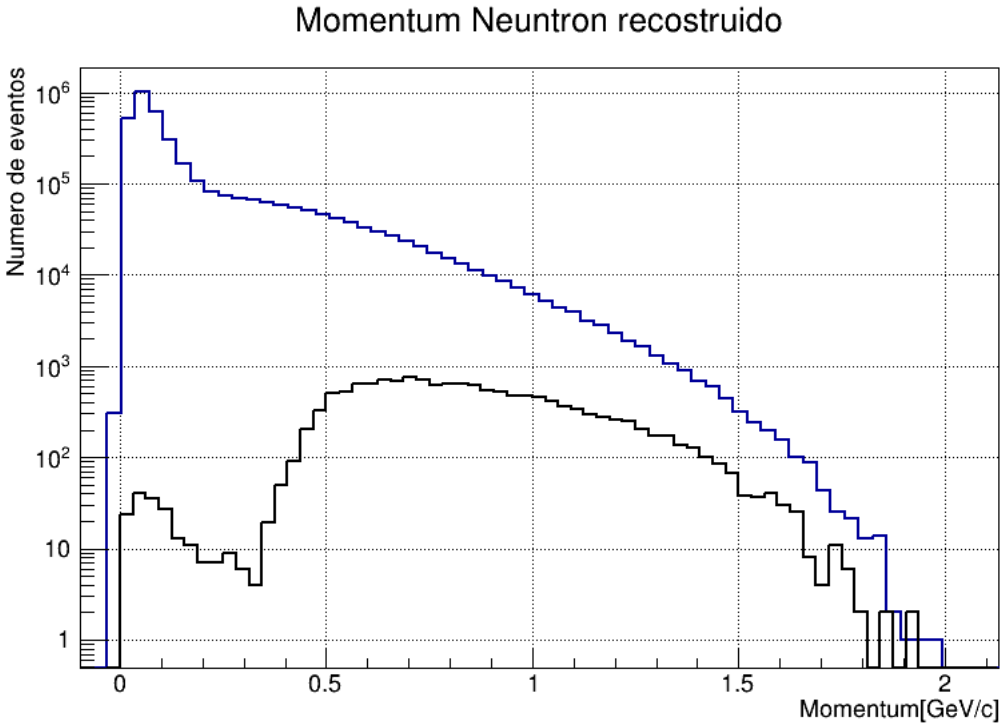


Figura 5.1: En esta gráfica se muestra la distribución de momento para el neutrón reconstruido y el neutrón detectado en la escala logarítmica la distribución negra es la distribución de momento del neutrón detectado y la azul la distribución es para el neutrón reconstruido, el número de neutrones reconstruidos y detectados se obtuvieron en cada intervalo del momento para los dos tipo de eventos.

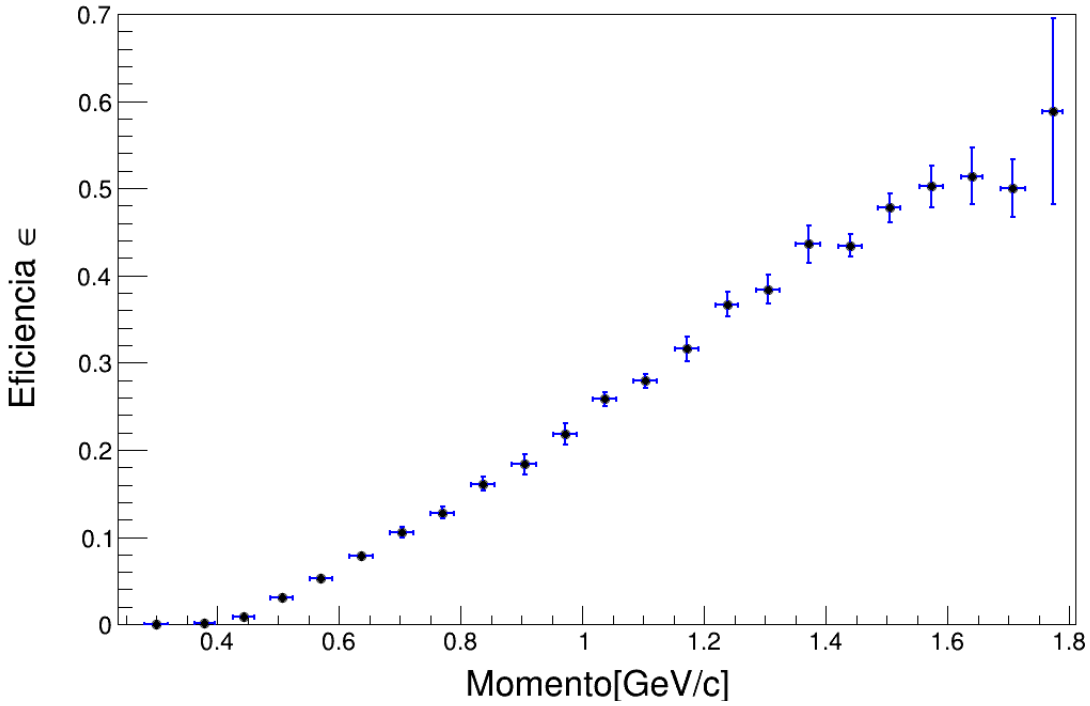


Figura 5.2: En esta gráfica se muestra los resultados que se obtuvieron del cálculo de la eficiencia ϵ del calorímetro electromagnético EC para el periodo g13a, como se puede observar el valor de la eficiencia se incremente en función del momento del neutrón hasta alcanzar un valor estable aproximadamente alrededor de un %50 y %60 y la curva es congruente con los resultados que se han obtenido previamente

5.2. Comparación de los resultados

Los resultados fueron comparados con tres resultados que ya se habían obtenido anteriormente y en la Figura 5.6 se muestra los resultados de la eficiencia del calorímetro electromagnético EC para este periodo comparada con los resultados obtenidos para los periodos g5, g2a y e1.

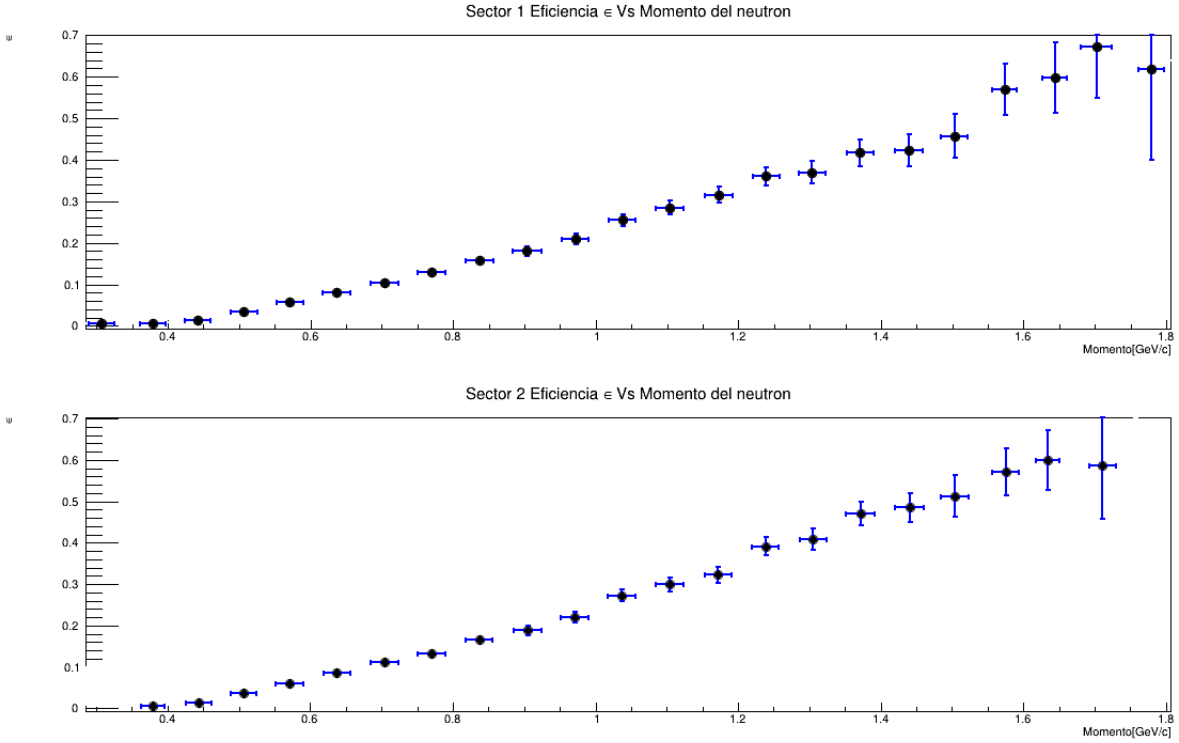


Figura 5.3: muestra los resultados de la eficiencia integrada para el sector 1 y 2 del detector CLAS.

5.3. Incertidumbres estadísticas

Los errores de incertidumbre de la eficiencia ϵ se presentan en esta sección y fueron obtenidos a partir del método estadístico porque la eficiencia ϵ se determinó para cada intervalo de momento del neutrón y las distribuciones de ϵ vs momento del neutrón coinciden con la distribución de Poision ; el valor σ [1] o el error estadístico de la eficiencia ϵ y este valor se obtuvo con la ecuación 5.1 ; adicionalmente se determinó el error estadístico para cada intervalo del momento pero este valor fue obtenido directamente

[1]el valor σ es la desvición estandar de la distribución de Poison $\sigma = \sqrt{\mu}$ donde μ es el valor medio[3]

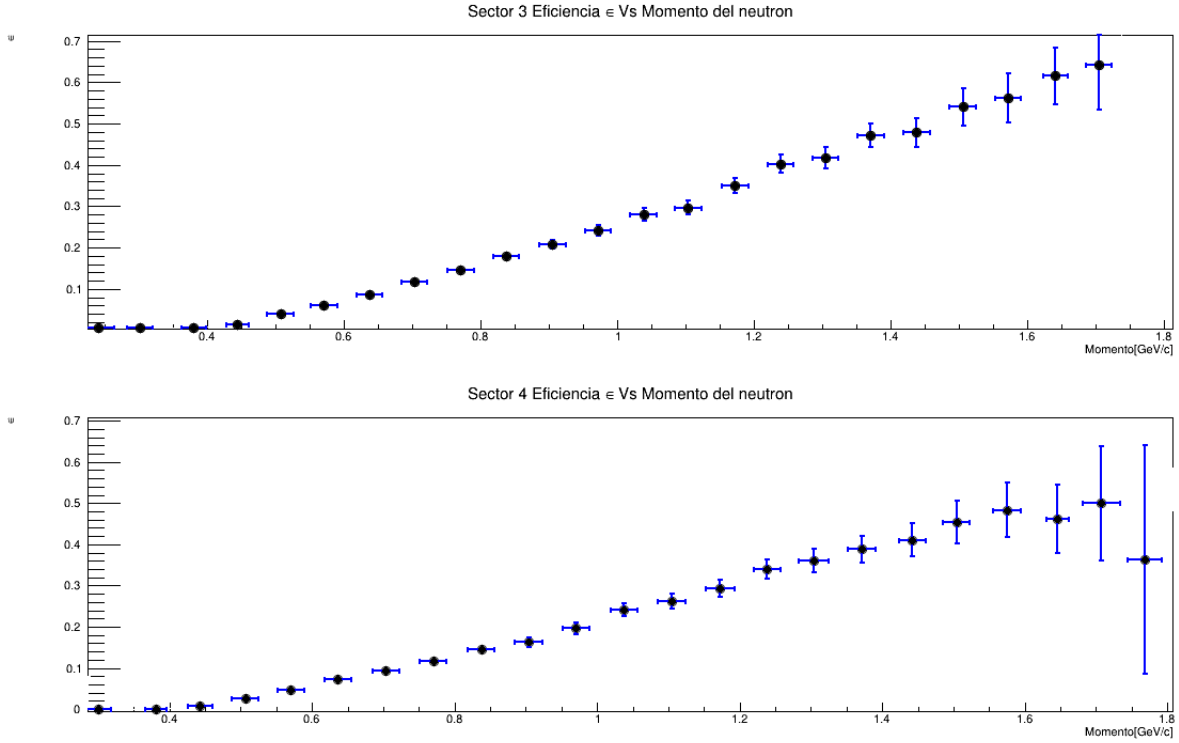


Figura 5.4: muestra los resultados de la eficiencia integrada para el sector 3 y 4 del detector CLAS.

de las distribuciones del momento del neutrón para cada intervalo, en la gráfica 5.2 las barras de error que representan los errores estadísticos obtenidos para la eficiencia ϵ y el momento.

En la tablas del apendice C se muestran los valores numéricos del cálculo de la eficiencia del EC para el periodo g13a con sus respectivos erros de incertidumbre para cada calorímetro y en la tabla 5.1 los resultados y errores para la eficiencia total. [11]

$$\sigma = \sqrt{\frac{(N_R - 1) \cdot \epsilon \cdot (1 - \epsilon)}{(1 - N_R)}} \tag{5.1}$$

Donde ϵ es la eficiencia del calorimentro electromagnetico y N_R es el numero de neutrones reconstruidos.

P $\frac{GeV}{c}$	Eficiencia ϵ	Error σ	Error P $\frac{GeV}{c}$
0.09394	0.000410	2.2019e-05	0.0199466
0.16629	0.000315	5.76952e-05	0.0187301
0.23482	0.000392	4.33027e-05	0.0208447
0.29976	0.000531	0.0001800	0.018769
0.37948	0.001513	0.0002689	0.0164784
0.44337	0.009252	0.0005700	0.0174489
0.50663	0.031012	0.0021569	0.0184731
0.57073	0.052379	0.0029379	0.0189898
0.63705	0.078060	0.0029955	0.0191212
0.70372	0.105259	0.0058319	0.0189681
0.76995	0.127888	0.0069922	0.0193074
0.83707	0.1608	0.0078356	0.019146
0.90426	0.183602	0.0115995	0.019663
0.97096	0.217952	0.0123916	0.0193617
1.03732	0.258439	0.0081257	0.0193819
1.10372	0.279221	0.0082265	0.0193706
1.17232	0.315873	0.0137899	0.0191686
1.23865	0.365987	0.0141289	0.0189241
1.30461	0.383929	0.0165692	0.0193019
1.37073	0.435907	0.0217259	0.0193498
1.43969	0.434524	0.0131794	0.0194467
1.50406	0.477653	0.0163718	0.0191198
1.57307	0.502255	0.0236045	0.0192248
1.63996	0.514123	0.0323066	0.0173957
1.70747	0.50003	0.0325765	0.0202551
1.77253	0.58792	0.106466	0.0166488

Tabla 5.1: muestra los datos númericos de la eficiencia total con sus respectivo error σ obtenidos para el periodo g13a.

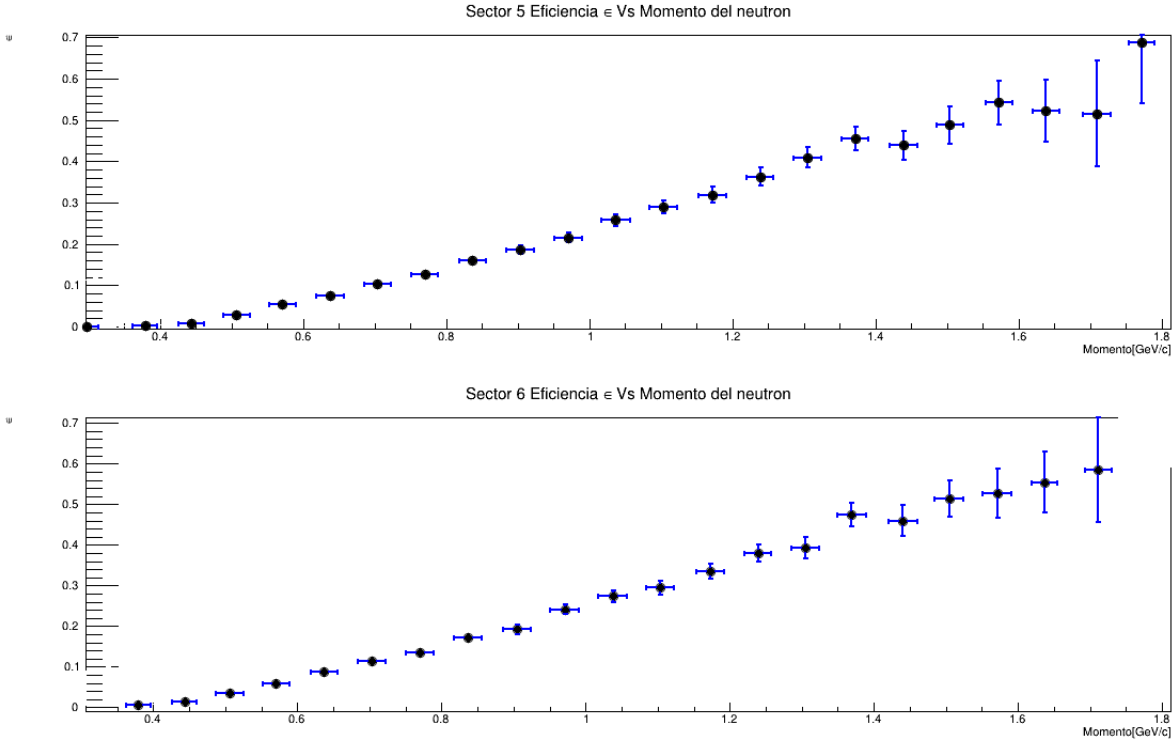


Figura 5.5: muestra los resultados de la eficiencia integrada para el sector 3 y 4 del detector CLAS.

5.4. Conlusiones

Los resultados que se obtuvieron del cálculo de la eficiencia ϵ del EC a partir del análisis de la reacción $\gamma D \rightarrow \pi^{-}\pi^{+}pn$ a través de los datos experimentales del periodo g13 son consistentes con los resultados que se habían obtenido anteriormente con electroproducción(Figura 5.4) y se evidencia que el calorímetro EC funciona correctamente para la detección del neutrón, teniendo en cuenta los resultados que se muestran en la figura 5,2 y en figura 5.3.

Durante el analisis fue importante tener en cuenta que para reducir la incertidumbre y mejorar el aspecto de la eficiencia en este análisis fue necesario realizar dos tipos de cortes fiduciales: unos relacionados con la estructura geométrica del EC y otros relacionados con las componentes ϕ y θ de los neutrones reconstruidos, porque cuando

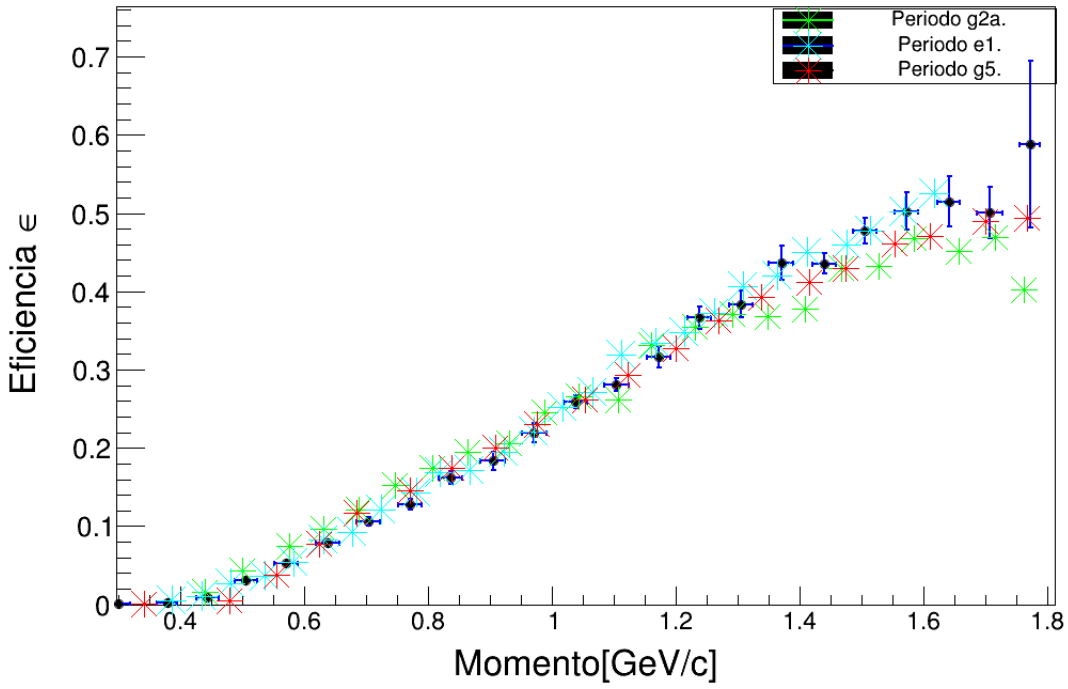


Figura 5.6: muestra los resultados obtenidos para el periodo g13a comparados con los resultados previamente obtenidos.

se analizó la distribución θ Vs ϕ a partir de los eventos reconstruidos se encontraron inconsistencias cerca a las regiones fiduciales de baja aceptancia, es decir que en estas regiones cercanas a los bordes del EC parecía como si los eventos producidos por los neutrones cuando impactaban en estas regiones que eran afectadas por otro tipo de eventos que se produjeron fuera de la reacción. Estos malos eventos se eliminarón para reducir la incertidumbre hasta que se alcanzó el valor consistente de la eficiencia. Por otro lado los objetivos que se plantearon en el TG fueron alcanzados obteniendo dichos resultados sobre la eficiencia del EC.

Apéndice A

Apendices

A.1. Paddles defectuosos

En este apéndice se muestran las distribuciones de masas para cada partícula cargada del estado final, dicha distribuciones se obtuvieron teniendo en cuenta los 50 paddles que conforman el TOF para cada uno de los seis sectores del CLAS.

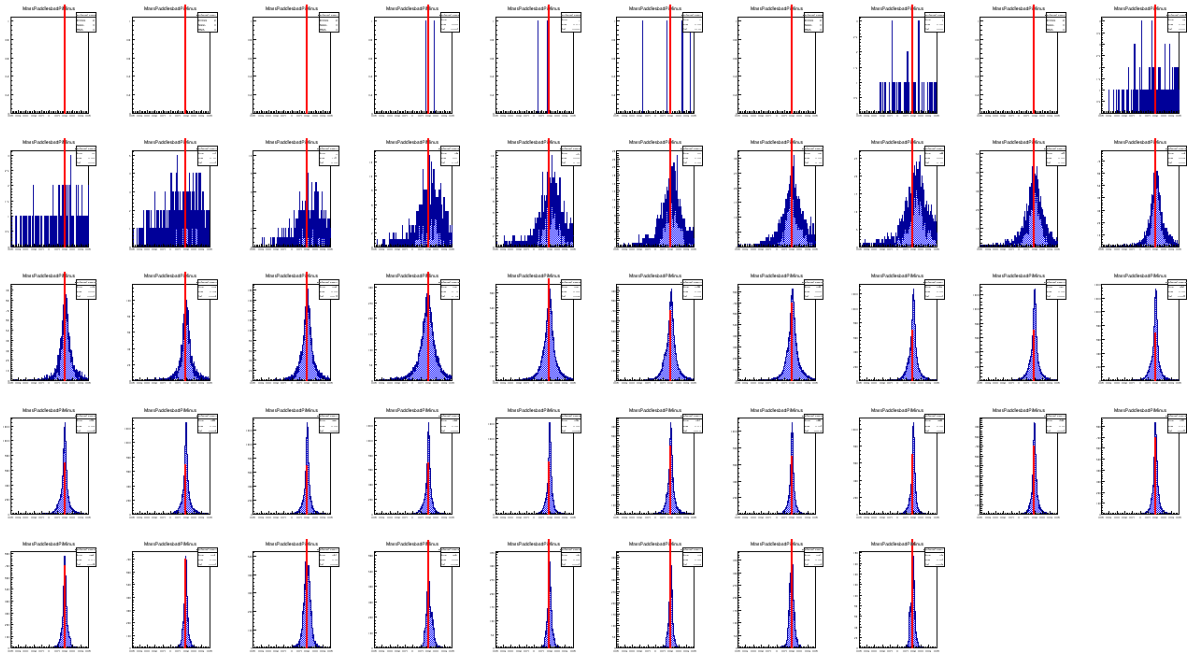


Figura A.1: 48 Distrubiciones de masas para los piones negativos π^- teninendo en cuenta la información por cada paddles y para el sector 1 del CLAS.

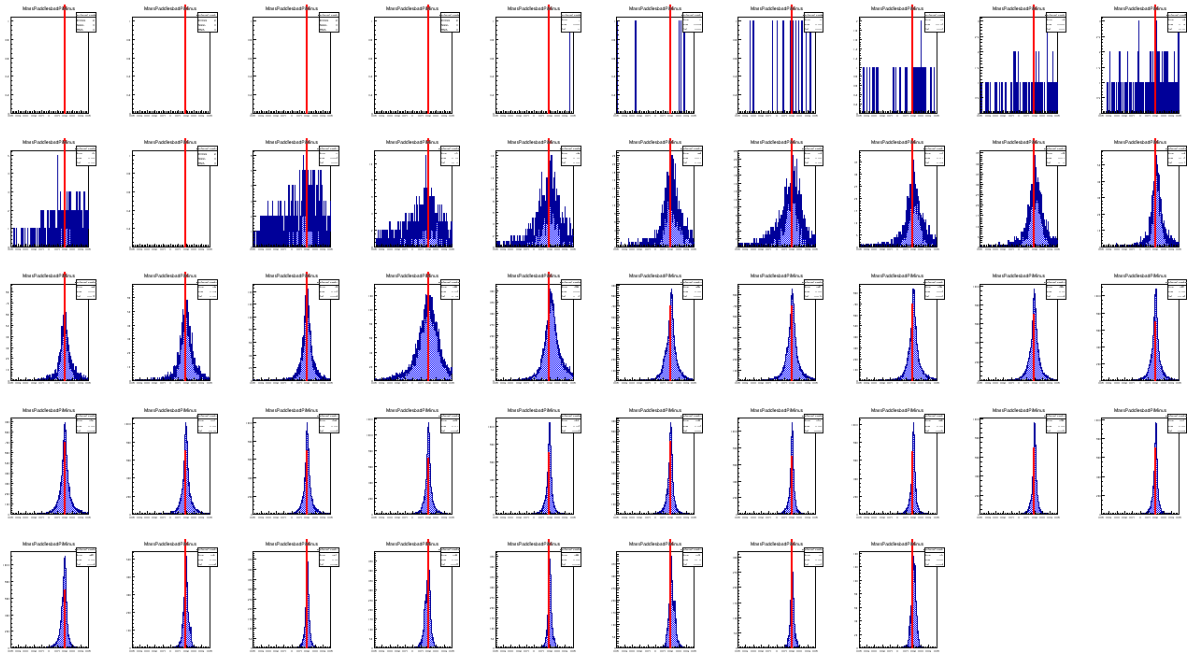


Figura A.2: 48 Distrubiciones de masas para los piones π^- teninendo en cuenta la información por cada paddles y para el sector 3 del CLAS.

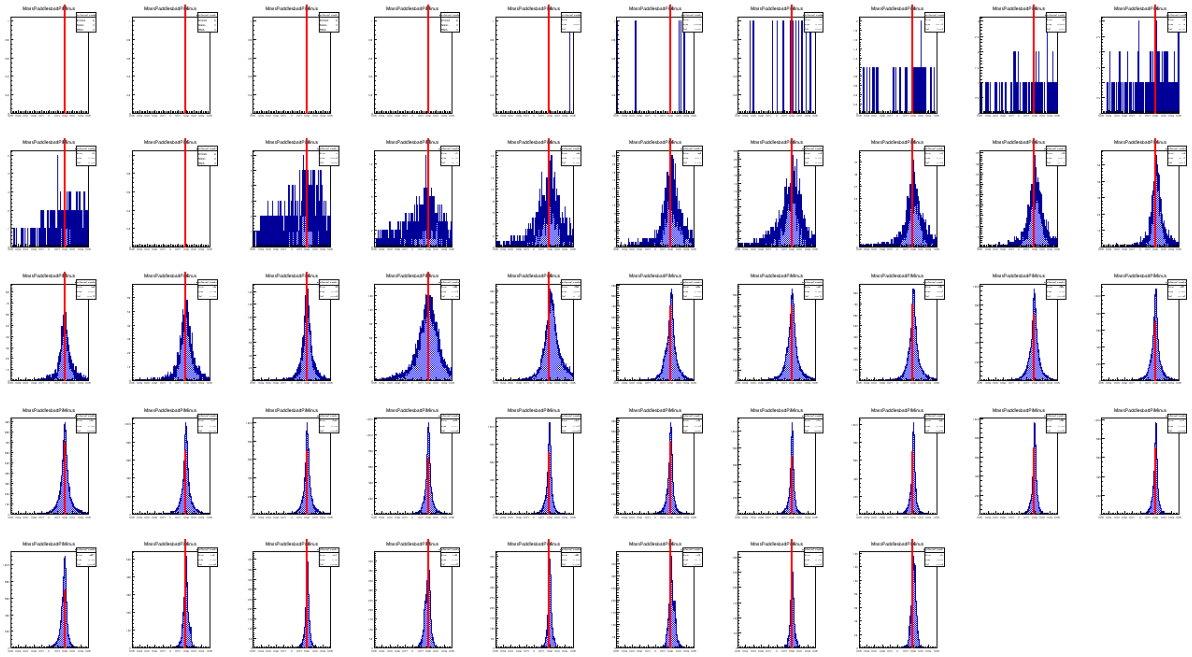


Figura A.3: 48 Distrubiciones de masas para los piones negativos π^- teninendo en cuenta la información por cada paddles y para el sector 3 del CLAS.

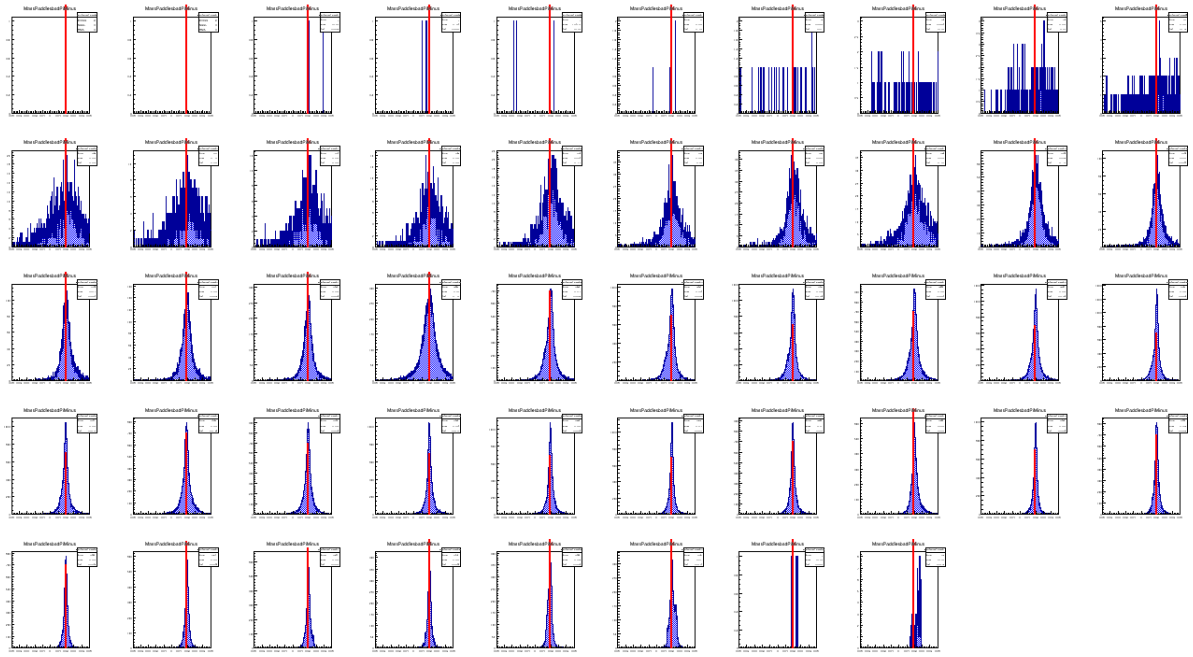


Figura A.4: 48 Distrubiciones de masas para los piones π^- teninendo en cuenta la información por cada paddles y para el sector 5 del CLAS.

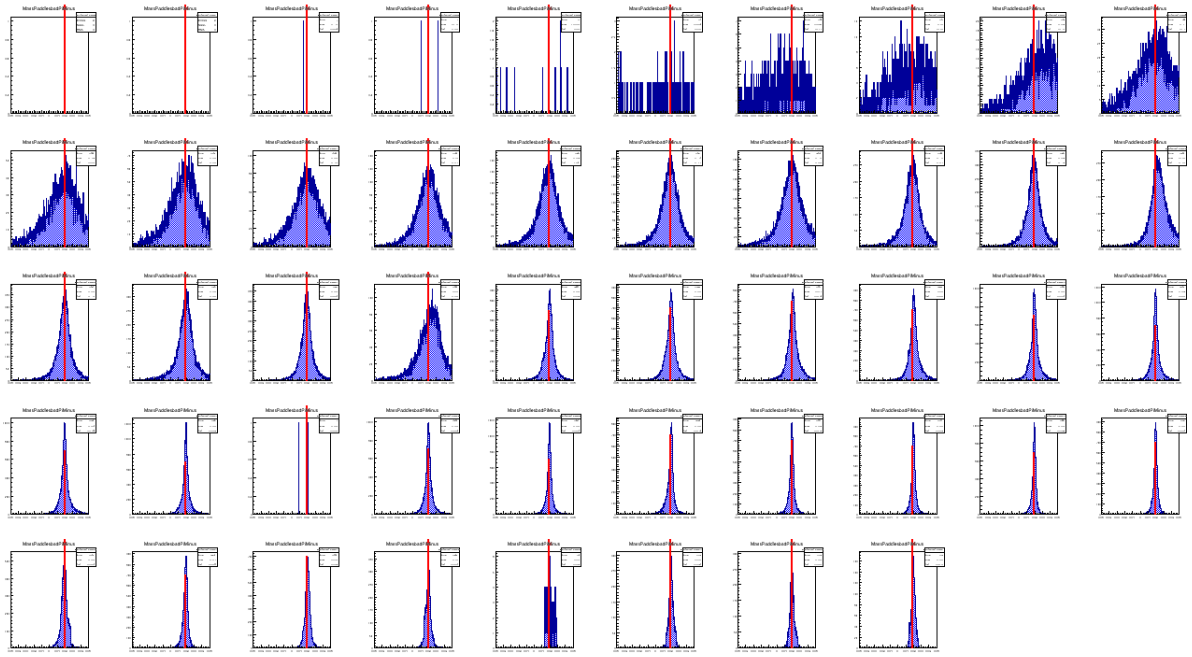


Figura A.5: 48 Distrubiciones de masas para los piones π^- teninendo en cuenta la información por cada paddles y para el sector 6 del CLAS.

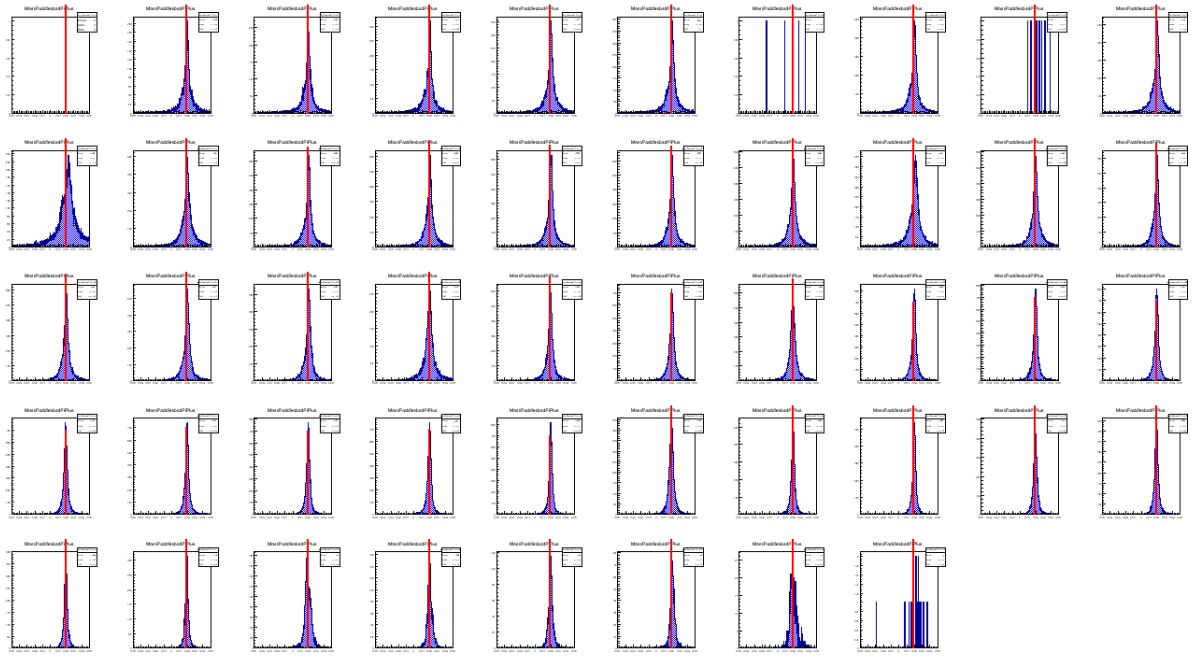


Figura A.6: 48 Distrubiciones de masas para los piones negativos π^+ teninendo en cuenta la información por cada paddles y para el sector 1 del CLAS.

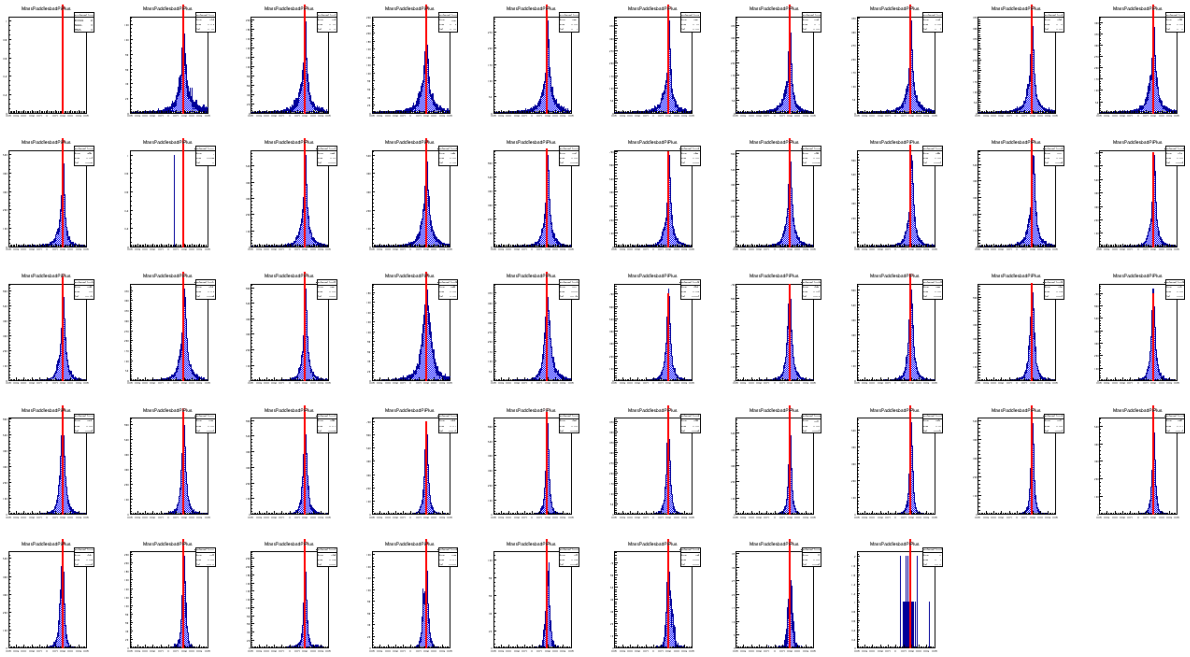


Figura A.7: 48 Distrubiciones de masas para los piones negativos π^+ teninendo en cuenta la información por cada paddles y para el sector 3 del CLAS.

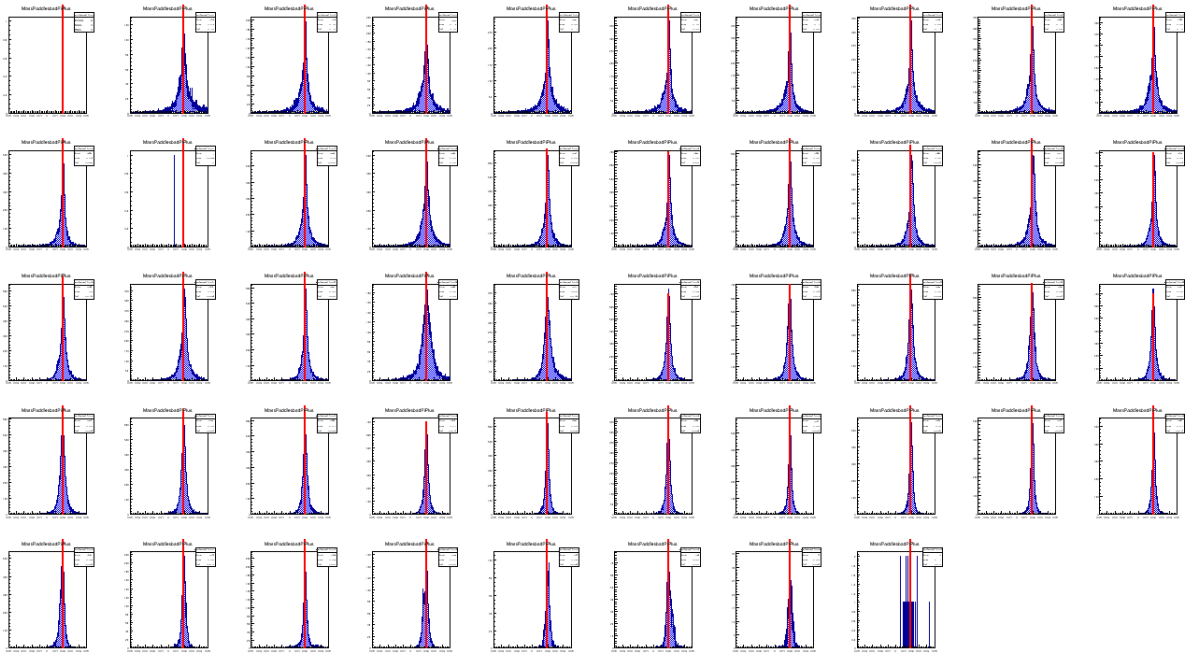


Figura A.8: 48 Distrubiciones de masas para los piones π^+ teninendo en cuenta la información por cada paddles y para el sector 3 del CLAS.

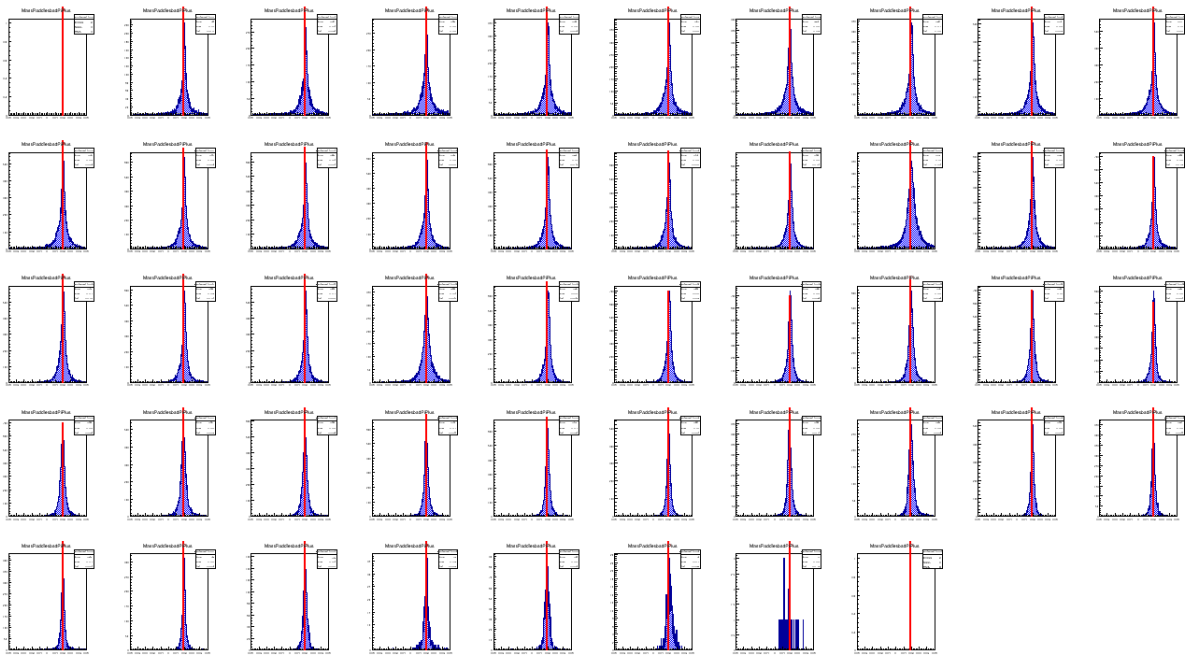


Figura A.9: 48 Distrubiciones de masas para los piones π^+ teninendo en cuenta la información por cada paddles y para el sector 5 del CLAS.

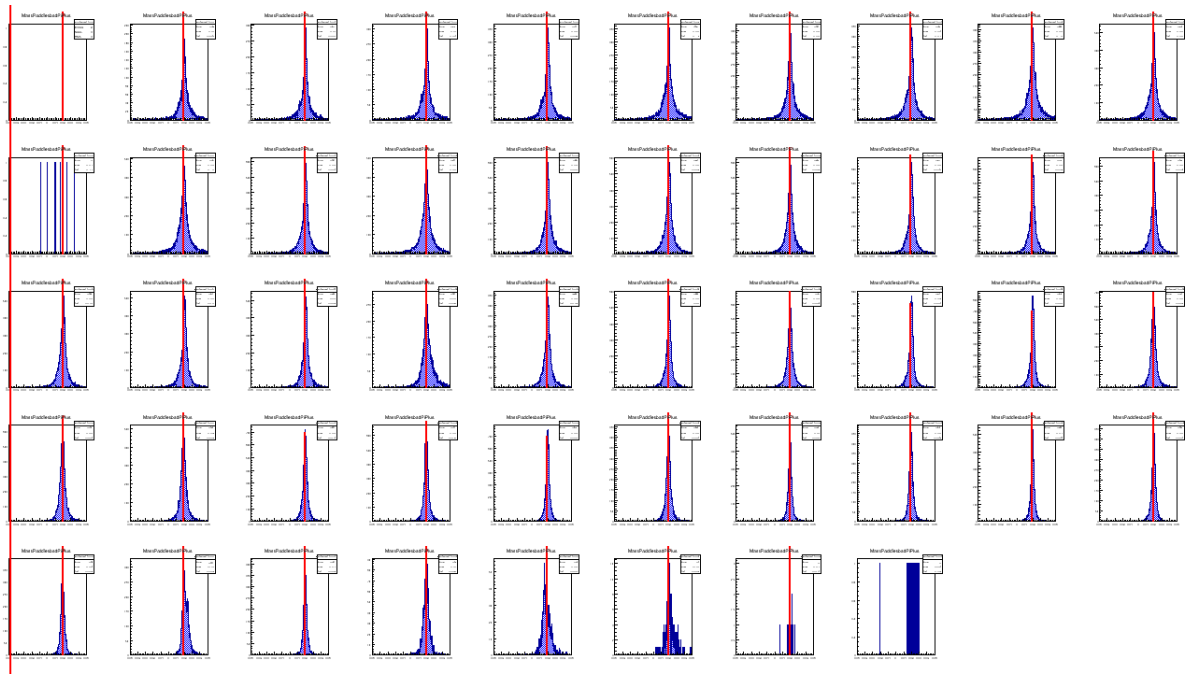


Figura A.10: 48 Distrubiciones de masas para los piones π^+ teninendo en cuenta la información por cada paddles y para el sector 6 del CLAS.

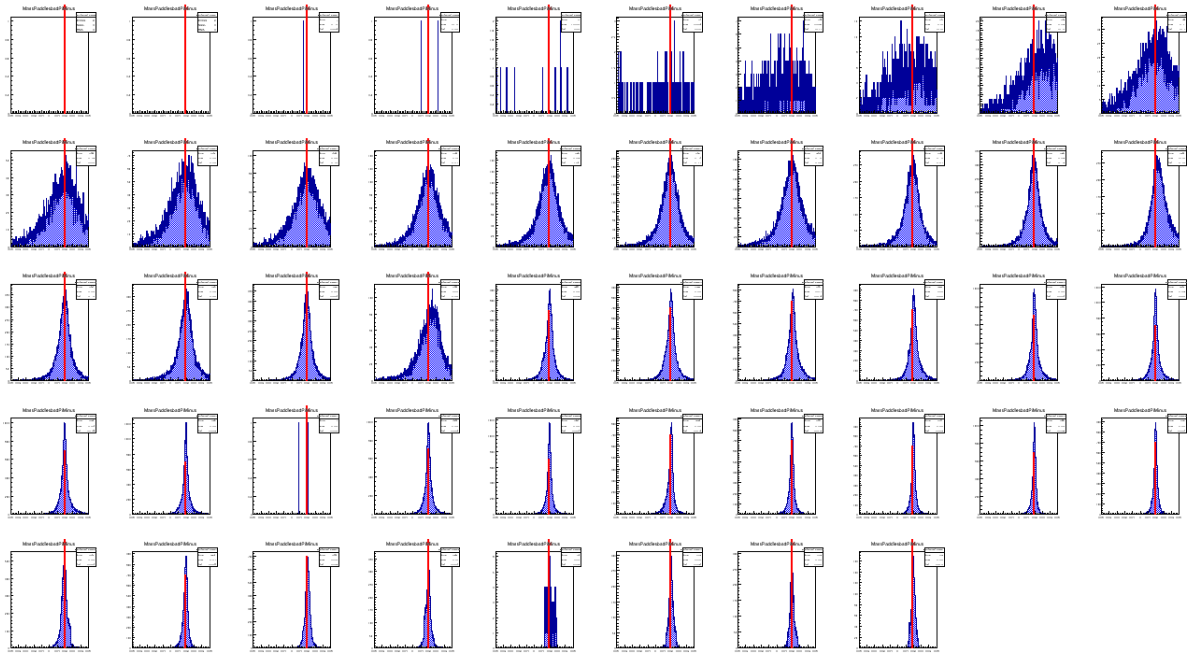


Figura A.11: 48 Distrubiciones de masas para los piones π^- teninendo en cuenta la información por cada paddles y para el sector 6 del CLAS.

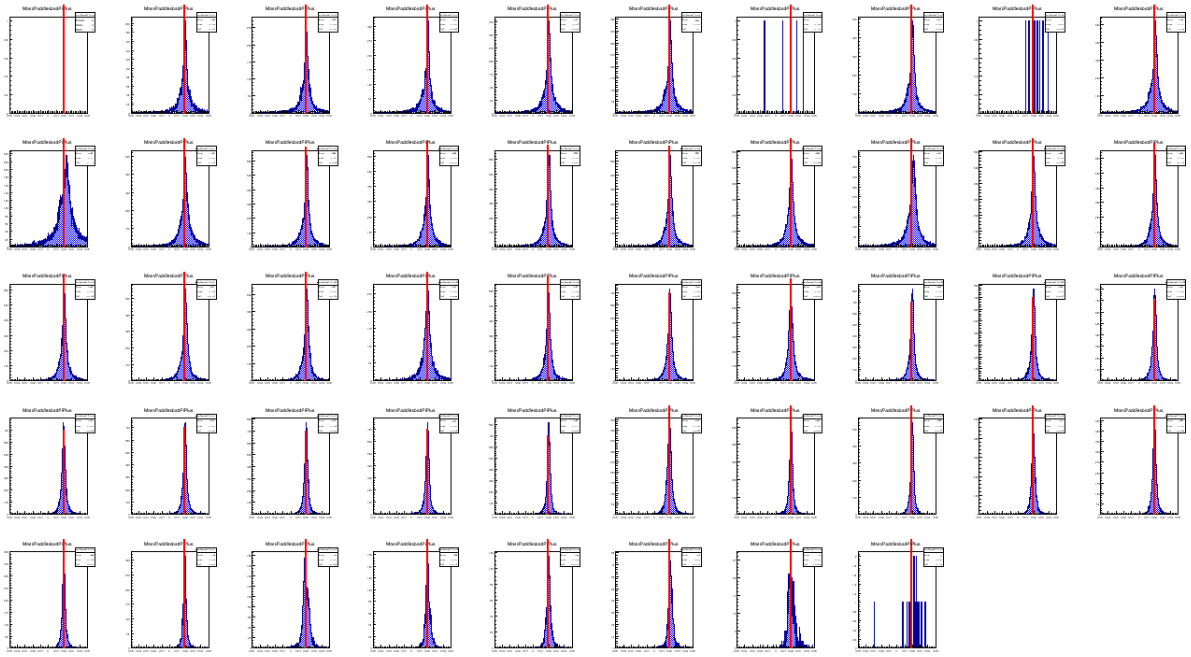


Figura A.12: 48 Distrubiciones de masas para los piones negativos π^+ teninendo en cuenta la información por cada paddles y para el sector 1 del CLAS.

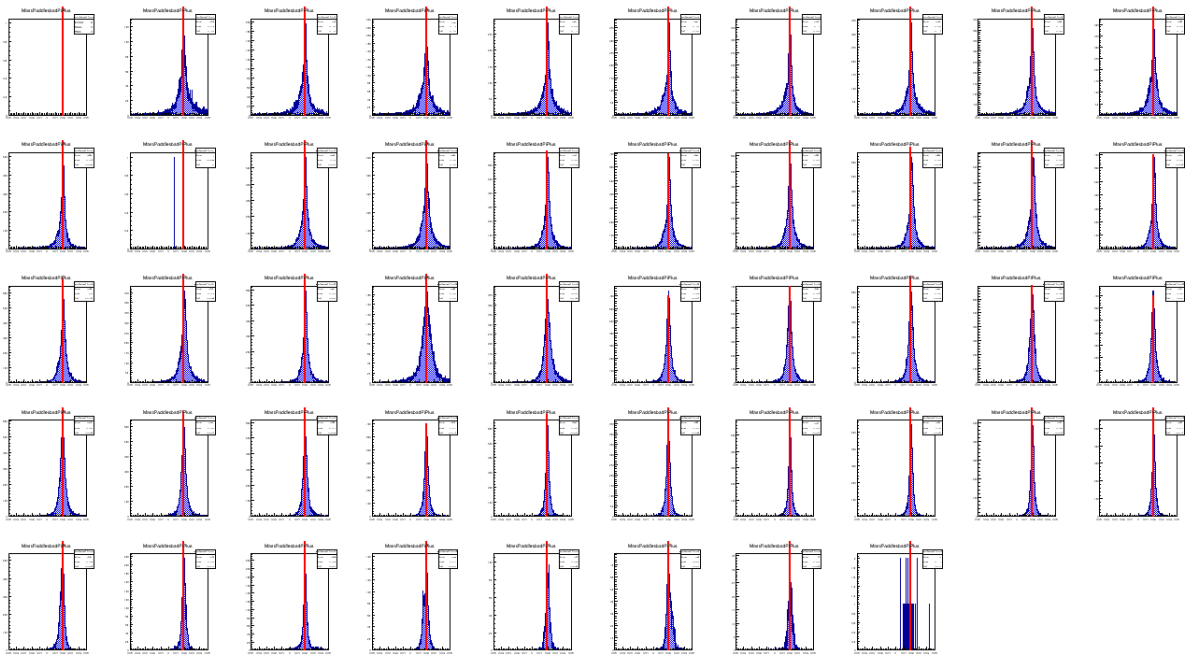


Figura A.13: 48 Distrubiciones de masas para los piones negativos π^+ teninendo en cuenta la información por cada paddles y para el sector 3 del CLAS.

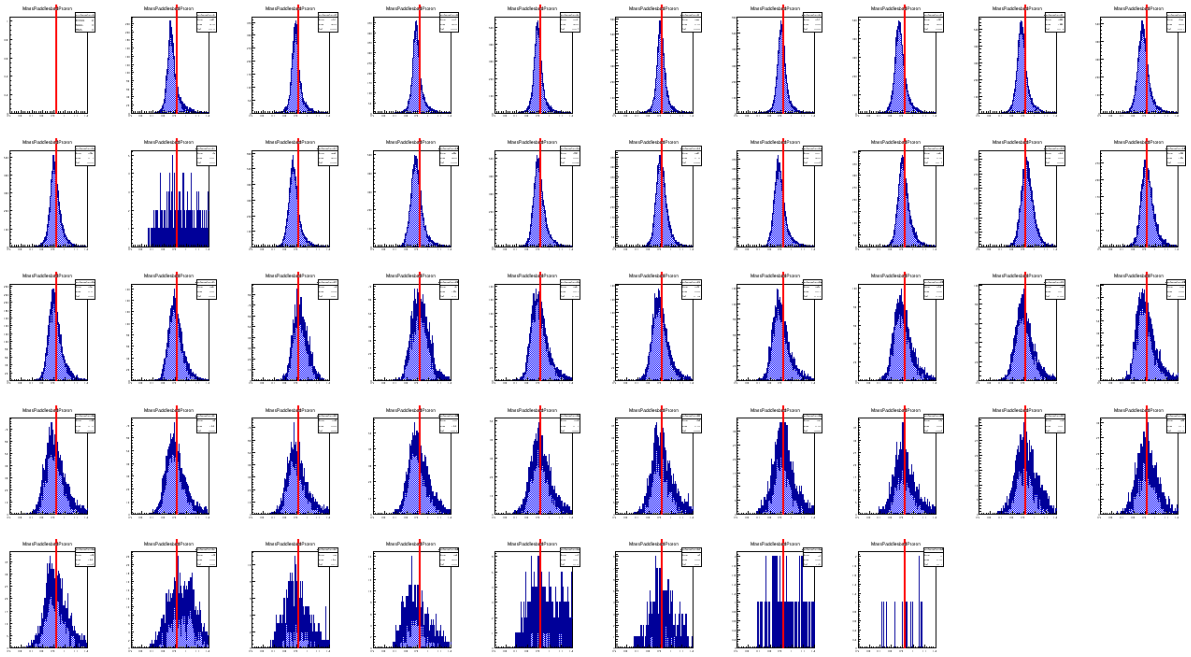


Figura A.14: 48 Distrubiciones de masas para los protones p teninendo en cuenta la información por cada paddles y para el sector 3 del CLAS.

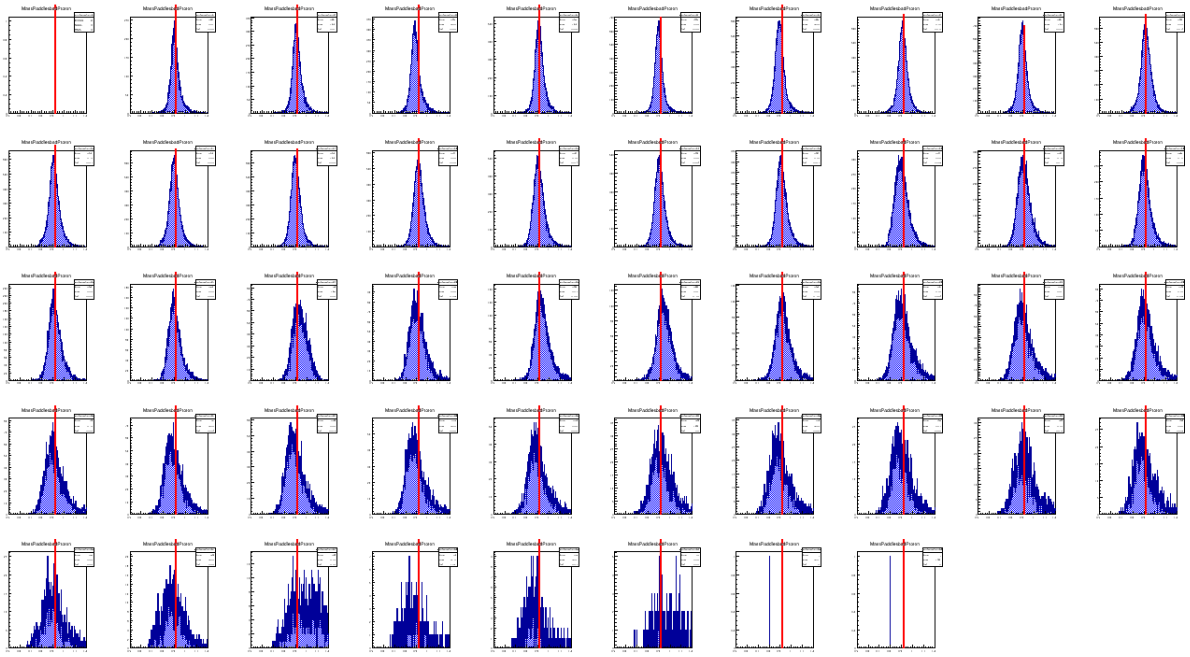


Figura A.15: 48 Distrubiciones de masas para los protones p teninendo en cuenta la información por cada paddles y para el sector 5 del CLAS.

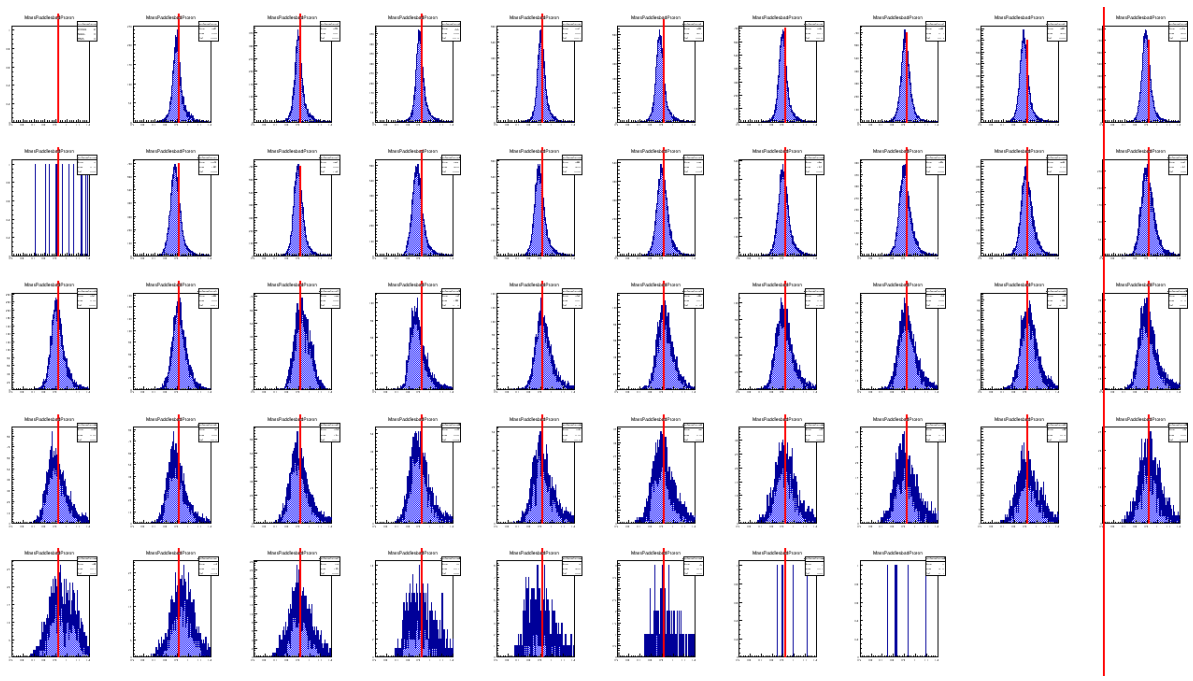


Figura A.16: 48 Distrubiciones de masas para los protones p teninendo en cuenta la información por cada paddles y para el sector 6 del CLAS.

Apéndice B

Apendices

B.1. Archivos BOSBANKS

Los datos sobre la información de las variables físicas de las partículas están contenidas en los archivos llamados BOSBANKS, en estos archivos se encuentran almacenadas las variables globales(BANKS) que se llaman con la función TrootBeer::GetEvent() para obtener la información del algún evento registrado. Las variables globales se escriben en un grupo o conjunto de arreglos. Cuando rootbeer lee un archivo BOSBANKS.root lee directamente la información obtenida por los arreglos. En la figura B.1 se muestra como los diferentes tipos BANKS que se usan para la identificación de las partículas y en la Figura B.2 se muestra la estructura de los BANKS y como están organizados por arreglos.

```
andres-Aspire-V5-121:~/rootbeer2.2/Datapipipn> getbanks -N10000 pipipn_skims_053448.A09.root
file = pipipn_skims_053448.A09.root
Sorting file - pipipn_skims_053448.A09.root
done 10000
Sorted 10000 events from file: pipipn_skims_053448.A09.root
char *mybanks[]={"MVRT","ECPB","TAGR","SCPB","HEVT","HEAD","EVNT","STPB","null"};
andres-Aspire-V5-121:~/rootbeer2.2/Datapipipn>
```

Figura B.1: muestra la listas de bancos que se pueden usar para obtener información sobre las variables físicas de las partículas

```
andres-Aspire-V5-121:~/rootbeer2.2/Datapipipn> bankdump -N10 -GEVNT pipipn_skims_053448.A09.root
file = pipipn_skims_053448.A09.root
Sorting file - pipipn_skims_053448.A09.root
Group:  EVNT    Sector: 0       Nhits:  3
ID: 211 Pmom:    0.153  Mass:    0.005  Charge: 1       Beta:    0.909  Cx:    0.882    Cy:    0.021    Cz:    0.470    X:    0.000     Y:   -2.
113     Z:   -3.711     DCstat: 1       CCstat: 0       SCstat: 1       ECstat: 0       LCstat: 0       STstat: 1       Status: 2
ID: -211        Pmom:    0.152  Mass:   -0.009  Charge: -1      Beta:    1.276  Cx:    0.995    Cy:   -0.097    Cz:   -0.022    X:    0.000     Y
:   -0.307      Z:   -4.258     DCstat: 2       CCstat: 0       SCstat: 2       ECstat: 0       LCstat: 0       STstat: 2       Status: 2
ID: 321 Pmom:    0.622  Mass:    0.339  Charge: 1       Beta:    0.730  Cx:   -0.425    Cy:    0.087    Cz:    0.901    X:   -0.000     Y:    0.
418     Z:   -3.178     DCstat: 3       CCstat: 0       SCstat: 3       ECstat: 0       LCstat: 0       STstat: 4       Status: 2

Group:  EVNT    Sector: 0       Nhits:  3
ID: 211 Pmom:    0.237  Mass:   -0.023  Charge: 1       Beta:    1.308  Cx:    0.317    Cy:    0.936    Cz:    0.150    X:    1.333     Y:   -0.
770     Z:   -8.878     DCstat: 1       CCstat: 0       SCstat: 1       ECstat: 0       LCstat: 0       STstat: 1       Status: 2
ID: -211        Pmom:    0.530  Mass:   -0.148  Charge: -1      Beta:    1.455  Cx:   -0.448    Cy:   -0.011    Cz:    0.894    X:   -0.000     Y
:    0.401      Z:   -8.073     DCstat: 2       CCstat: 0       SCstat: 2       ECstat: 0       LCstat: 0       STstat: 2       Status: 2
ID: 321 Pmom:    0.634  Mass:    0.396  Charge: 1       Beta:    0.710  Cx:    0.282    Cy:   -0.374    Cz:    0.883    X:    0.482     Y:    0.
278     Z:   -8.151     DCstat: 3       CCstat: 0       SCstat: 3       ECstat: 1       LCstat: 0       STstat: 3       Status: 3

Group:  EVNT    Sector: 0       Nhits:  3
ID: 2212        Pmom:    0.424  Mass:    0.584  Charge: 1       Beta:    0.486  Cx:   -0.119    Cy:    0.528    Cz:    0.841    X:   -1.248     Y
:   -0.720      Z:  -10.194     DCstat: 1       CCstat: 0       SCstat: 1       ECstat: 1       LCstat: 0       STstat: 1       Status: 3
ID: 2212        Pmom:    0.278  Mass:    0.861  Charge: 1       Beta:    0.287  Cx:    0.526    Cy:   -0.484    Cz:    0.699    X:   -0.124     Y
:   -0.071      Z:   -9.083     DCstat: 2       CCstat: 0       SCstat: 2       ECstat: 0       LCstat: 0       STstat: 2       Status: 2
ID: -211        Pmom:    0.341  Mass:   -0.065  Charge: -1      Beta:    1.506  Cx:    0.307    Cy:   -0.906    Cz:    0.292    X:    0.206     Y
:    0.119      Z:  -11.320     DCstat: 3       CCstat: 0       SCstat: 3       ECstat: 0       LCstat: 0       STstat: 3       Status: 2
```

Figura B.2: muestra la estructura del BANK EVNT; en este BANK se encuentra la información sobre la carga la velocidad y la posición de las partículas cargas; como se puede observar la información esta organizada en arreglos y por filas.

Apéndice C

Apendices

C.1. Resultados númericos de la eficiencia

En este apendice se muestran los resultados númericos de la eficiencia previamente obtenidos por los difierentes periodos al periodo g13a y los resultados obtenidos en este trabajo para cada uno de los seis calorímetros del CLAS.

Momenton $\frac{GeV}{c}$	Eficiencia ϵ periodo g2	Eficiencia ϵ periodo g5	Eficiencia ϵ periodo g3
0.450237	0.0133038	0.00375723	0.00761905
0.509479	0.0399113	0.0356936	0.00952381
0.562796	0.0687361	0.0751445	0.0266667
0.622038	0.0953437	0.112717	0.0819048
0.687204	0.121951	0.137139	0.0971429
0.75237	0.150776	0.174711	0.121905
0.805687	0.175166	0.195376	0.144762
0.864929	0.195122	0.223555	0.165714
0.924171	0.201774	0.255491	0.171429
0.983412	0.243902	0.285549	0.19619
0.983412	0.243902	0.325	0.255238
1.04265	0.263858	0.355058	0.32
1.11374	0.254989	0.383237	0.348571
1.16706	0.325942	0.403902	0.409524
1.2263	0.348115	0.420809	0.478095
1.28555	0.363636	0.454624	0.504762
1.34479	0.361419	0.456503	0.52381
1.41588	0.37694	0.479046	0.51619
1.46919	0.425721	0.482803	0.518095
1.52844	0.430155	0.495954	0.533333
1.5936	0.465632	0.503468	0.56
1.65284	0.450111	0.539162	0.544762
1.71209	0.474501	0.529769	0.580952
1.77133	0.396896	0.522254	0.56381
1.83057	0.416851	0.550434	0.580952
1.90166	0.532151	0.560434	0.552381
2.1327	0.68071	0.610549	0.619048

Tabla C.1: muestra los datos númericos de la eficiencia obtenidos previamente para los periodos g2,g5 y g3

Momenton $\frac{GeV}{c}$	$\epsilon + \sigma$	$\epsilon - \sigma$	Eficiencia ϵ	Error σ
0.0398054	0.00246079	0.000320701	0.00214009	0.0164633
0.0911738	0.00301736	0.000472862	0.0025445	0.0194085
0.163823	0.00472401	0.000311606	0.00441241	0.0207985
0.234928	0.00573787	0.000423774	0.0053141	0.022018
0.306872	0.00572718	0.000372836	0.00535435	0.0177058
0.378684	0.00672194	0.00143018	0.00529176	0.0179986
0.441609	0.0146308	0.00914431	0.00548653	0.0177804
0.507098	0.0346516	0.0287476	0.00590406	0.0186743
0.571122	0.0569631	0.0505293	0.00643384	0.018658
0.636338	0.081294	0.0742638	0.00703021	0.0191261
0.703827	0.103115	0.0952737	0.00784099	0.0191038
0.769661	0.128446	0.119478	0.0089683	0.0191277
0.837237	0.157828	0.14777	0.0100574	0.019219
0.903836	0.180594	0.169175	0.0114186	0.0197464
0.971284	0.208345	0.195337	0.0130074	0.0193043
1.03727	0.254629	0.239756	0.014873	0.0190973
1.10344	0.284841	0.267871	0.0169701	0.0192893
1.17244	0.316227	0.297086	0.0191406	0.0194906
1.23909	0.360535	0.338473	0.0220626	0.0189663
1.30358	0.360535	0.338473	0.0220626	0.0189663
1.30358	0.360535	0.338473	0.0220626	0.0189663
1.30358	0.360535	0.338473	0.0220626	0.0189663
1.30358	0.360535	0.338473	0.0220626	0.0189663
1.30358	0.360535	0.338473	0.0220626	0.0189663
1.30358	0.360535	0.338473	0.0220626	0.0189663
1.30358	0.369623	0.342795	0.0268284	0.0193139
1.37094	0.416755	0.384743	0.0320116	0.0188689
1.43935	0.422654	0.384434	0.03822	0.0190318
1.50296	0.457448	0.405405	0.0520428	0.0189376
1.57311	0.569702	0.507692	0.06201	0.0175172
1.64388	0.598767	0.514286	0.0844809	0.017165
1.70211	0.6728	0.548387	0.124413	0.0218665
1.77859	0.619089	0.4	0.219089	0.0183747
1.84361	0.666667	0.333333	0.333333	0.00376479

Tabla C.2: muestra los datos númericos de la eficiencia obtenidos para el sector 1 periodico g13a.

Momenton $\frac{GeV}{c}$	$\epsilon + \sigma$	$\epsilon - \sigma$	Eficiencia ϵ	Error σ
0.0382909	0.00238747	0.000290347	0.00209712	0.0151152
0.0968127	0.002912	0.000417188	0.00249481	0.0210476
0.169628	0.00462715	0.000332156	0.004295	0.017606
0.235697	0.00557711	0.000378501	0.00519861	0.0214002
0.292221	0.00561498	0.000334689	0.00528029	0.0189857
0.379457	0.00676035	0.00154989	0.00521046	0.0160323
0.443854	0.0145925	0.00914943	0.00544303	0.0178624
0.506856	0.0374137	0.03159	0.00582373	0.0179986
0.570833	0.0599574	0.0536117	0.00634569	0.0188664
0.637481	0.0855003	0.0785426	0.00695776	0.0191614
0.704145	0.111972	0.104189	0.00778248	0.0188032
0.769838	0.132847	0.123951	0.00889634	0.0194126
0.836731	0.166533	0.156645	0.00988861	0.0190009
0.904289	0.188325	0.177035	0.0112901	0.019573
0.971186	0.220883	0.208128	0.0127552	0.0194588
1.03672	0.272877	0.258366	0.0145108	0.0193607
1.10449	0.300123	0.283443	0.01668	0.0193446
1.17209	0.32325	0.304212	0.019038	0.0189714
1.23832	0.391435	0.369993	0.021442	0.0190487
1.30536	0.408266	0.382755	0.0255115	0.019060
1.37137	0.470738	0.441578	0.0291599	0.0195259
1.44025	0.485445	0.45	0.035445	0.0197278
1.50437	0.513168	0.463303	0.0498651	0.0194035
1.57508	0.570667	0.513333	0.0573335	0.0188941
1.63397	0.600295	0.527473	0.0728223	0.0169095
1.71113	0.585767	0.457143	0.128624	0.0192985
1.76662	0.735078	0.578947	0.15613	0.0161746
1.84636	0.737468	0.285714	0.451754	0.00152081

Tabla C.3: muestra los datos númericos de la eficiencia obtenidos para el sector 2 periodo g13a.

Momenton $\frac{GeV}{c}$	$\epsilon + \sigma$	$\epsilon - \sigma$	Eficiencia ϵ	Error σ
0.0431559	0.00273728	0.000514229	0.00222305	0.0155215
0.0936586	0.00305956	0.000418643	0.00264092	0.0190142
0.163322	0.00486081	0.000310655	0.00455016	0.0207863
0.239755	0.00582351	0.000358522	0.00546499	0.0232895
0.300611	0.00609967	0.000723186	0.00537648	0.0188645
0.379962	0.00695827	0.00157017	0.0053881	0.0177603
0.443998	0.0153397	0.00974996	0.00558978	0.0167564
0.506993	0.0394458	0.0335242	0.0059216	0.0190474
0.57064	0.0607755	0.0543084	0.00646709	0.0190916
0.637156	0.0878761	0.080838	0.00703814	0.0190511
0.703372	0.11885	0.111058	0.00779204	0.0188693
0.770591	0.145335	0.136451	0.00888386	0.0193485
0.837336	0.178843	0.168958	0.0098849	0.0192957
0.904619	0.208036	0.196791	0.0112451	0.0197165
0.971531	0.241749	0.229004	0.0127448	0.0191058
1.03807	0.280769	0.266306	0.0144635	0.019649
1.10323	0.29658	0.279985	0.0165952	0.0196116
1.17209	0.350079	0.331429	0.0186509	0.019309
1.23834	0.403063	0.381657	0.0214066	0.0188667
1.30457	0.418011	0.392027	0.0259844	0.0190154
1.37021	0.470513	0.442029	0.0284836	0.0195706
1.43716	0.47816	0.44213	0.03603	0.0195643
1.50515	0.541082	0.496	0.045082	0.0190858
1.57166	0.561921	0.503401	0.0585192	0.0190744
1.64074	0.61543	0.546392	0.0690384	0.0182318
1.70415	0.641224	0.534884	0.106341	0.0194184
1.77512	0.799266	0.615385	0.183881	0.00964163
1.8464	0.666667	0.333333	0.333333	0.00768143
1.89702	1	1 0	0.0123801	0.00768143

Tabla C.4: muestra los datos númericos de la eficiencia obtenidos para el sector 3 periodo g13a.

Momenton $\frac{GeV}{c}$	$\epsilon + \sigma$	$\epsilon - \sigma$	Eficiencia ϵ	Error σ
0.0413801	0.00234168	0.000273759	0.00206793	0.0163168
0.0902581	0.00285778	0.000385282	0.0024725	0.0183248
0.0902581	0.00285778	0.000385282	0.0024725	0.0183248
0.0902581	0.00285778	0.000385282	0.0024725	0.0183248
0.164714	0.00456662	0.000208928	0.00435769	0.0187985
0.230136	0.00567433	0.000484966	0.00518936	0.0205995
0.300334	0.00563885	0.000362103	0.00527674	0.0175847
0.380941	0.00632554	0.00107593	0.00524961	0.015338
0.442882	0.013901	0.00839054	0.00551049	0.0174621
0.506097	0.0334454	0.027505	0.00594039	0.0184274
0.569935	0.0527388	0.0462423	0.00649651	0.0189787
0.636292	0.0811541	0.0740233	0.00713082	0.0191455
0.703768	0.102025	0.0939306	0.00809431	0.0192048
0.769769	0.125711	0.116575	0.00913546	0.0191686
0.837225	0.156525	0.146183	0.0103418	0.0193192
0.90411	0.175477	0.163612	0.0118653	0.0198426
0.970324	0.210185	0.196609	0.0135761	0.0192396
1.03751	0.257207	0.24195	0.0152563	0.0188072
1.1041	0.280746	0.263091	0.0176549	0.0192709
1.17255	0.313431	0.29331	0.0201207	0.0196535
1.23839	0.364066	0.340909	0.0231571	0.0189578
1.30392	0.389889	0.361183	0.028706	0.0204166
1.37125	0.421632	0.388693	0.032939	0.0190744
1.44213	0.451624	0.411444	0.0401794	0.0187678
1.50398	0.505903	0.454545	0.0513575	0.0188246
1.57503	0.549224	0.483607	0.0656179	0.0190057
1.64601	0.545599	0.4625	0.0830986	0.0163058
1.70703	0.638675	0.5	0.138675	0.0261198
1.76793	0.641368	0.363636	0.277732	0.023908
1.8472	0.94641	0.6	0.34641	0.00171227

Tabla C.5: muestra los datos númericos de la eficiencia obtenidos para el sector 4 periodo g13a.

Momenton $\frac{GeV}{c}$	$\epsilon + \sigma$	$\epsilon - \sigma$	Error σ
0.0387426	-0.00388562	0.000551593	0.00443722
0.0979034	-0.004806	0.000618255	0.00542425
0.171786	-0.00941707	0.000719813	0.0101369
0.247671	-0.0118234	0.00098536	0.0128088
0.285729	-0.013476	0.000817929	0.0142939
0.380555	-0.0116644	0.00208333	0.0137477
0.445611	0.00368018	0.0180274	0.0143472
0.506267	0.0399429	0.0553607	0.0154178
0.57078	0.092824	0.109516	0.0166924
0.637319	0.141768	0.159937	0.0181691
0.704135	0.197119	0.216832	0.0197128
0.770311	0.248394	0.270636	0.0222422
0.836468	0.302867	0.327193	0.0243263
0.90264	0.363221	0.389321	0.0261004
0.970709	0.420147	0.448034	0.0278868
1.03612	0.458777	0.48972	0.0309427
1.10234	0.549956	0.581731	0.0317746
1.17095	0.588299	0.625	0.0367013
1.23962	0.686825	0.723005	0.0361794
1.30541	0.686797	0.72973	0.0429327
1.37101	0.798603	0.838095	0.0394927
1.43843	0.692136	0.75	0.0578638
1.50276	0.634408	0.727273	0.0928643
1.57486	0.922284	0.961538	0.0392546
1.64472	0.768536	0.866667	0.0981307
1.70337	1	1	0
1.77488	1	1	0
1.84484	-nan	1	-nan
1.91976	1	1	0
0	-nan	-nan	-nan

Tabla C.6: muestra los datos númericos de la eficiencia obtenidos para el sector 5 periodo g13a.

Momenton $\frac{GeV}{c}$	$\epsilon + \sigma$	$\epsilon - \sigma$	Eficiencia ϵ	Error σ
0.0401736	0.00248903	0.000358667	0.00213037	0.0147213
0.0944437	0.00297831	0.000443529	0.00253478	0.0201905
0.164742	0.0047163	0.000327547	0.00438875	0.0199018
0.224248	0.00572444	0.000397435	0.005327	0.0166499
0.301435	0.00593028	0.000687612	0.00524267	0.0208218
0.378938	0.00663384	0.00134464	0.0052892	0.0170915
0.443776	0.0153719	0.00983059	0.00554134	0.0171397
0.506056	0.0363526	0.0304488	0.00590376	0.0186586
0.570544	0.0578407	0.0513834	0.00645728	0.0192016
0.637076	0.0872599	0.0802136	0.00704625	0.0187936
0.703204	0.115372	0.107531	0.00784084	0.0191465
0.769982	0.136631	0.127802	0.00882894	0.0191703
0.837024	0.172795	0.162848	0.00994647	0.019032
0.905263	0.192145	0.180806	0.011339	0.0193457
0.970756	0.241688	0.228961	0.0127264	0.0194451
1.03747	0.273793	0.25913	0.0146624	0.0195525
1.10313	0.295211	0.278367	0.0168442	0.0193612
1.17272	0.334302	0.315546	0.0187551	0.0188236
1.23927	0.380227	0.358735	0.0214927	0.0188161
1.30533	0.39264	0.365798	0.0268415	0.0194316
1.36923	0.474226	0.44479	0.0294363	0.0195184
1.44029	0.459935	0.422803	0.0371317	0.0200046
1.50424	0.512975	0.468165	0.0448102	0.0195695
1.5711	0.526737	0.467105	0.059632	0.0203405
1.63722	0.554033	0.478723	0.0753096	0.0175233
1.71123	0.585767	0.457143	0.128624	0.0185923
1.77479	0.877485	0.666667	0.210819	0.0162476
1.84677	0.605499	0.333333	0.272166	0.00668334

Tabla C.7: muestra los datos númericos de la eficiencia obtenidos para el sector 6 periodo g13a.

Apéndice D

Apendices

D.1. Ajustes Gausianos

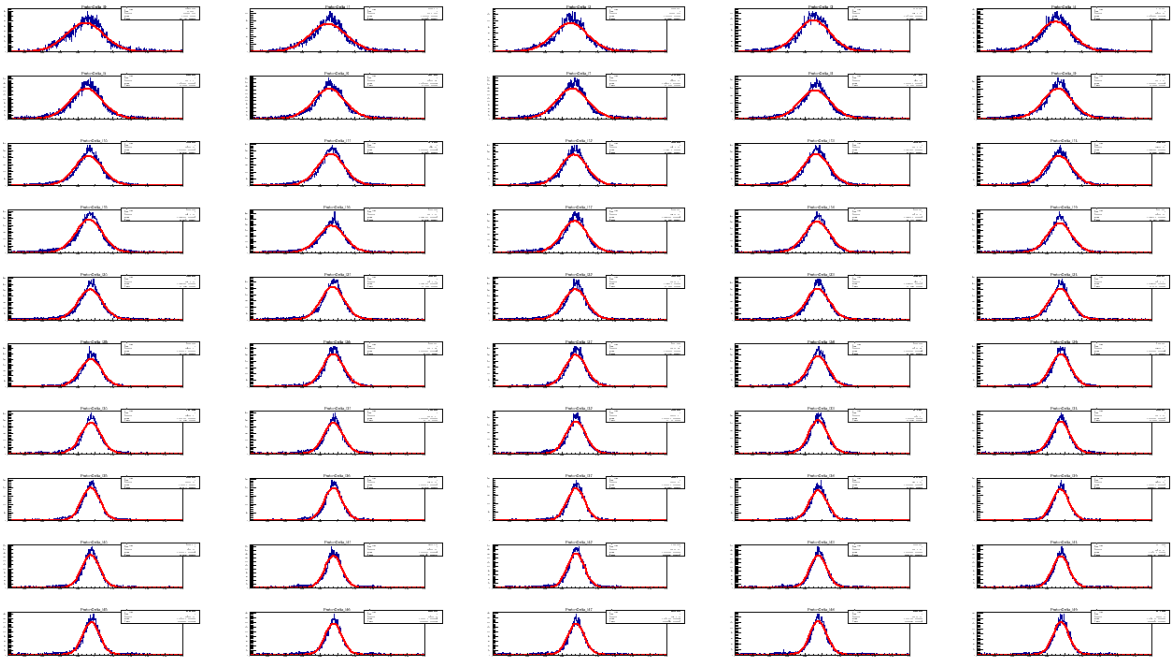


Figura D.1: muestra los ajustes gausianos que se realizarón durante el anális sobre la distribución $\Delta\beta$ vs p para los protones

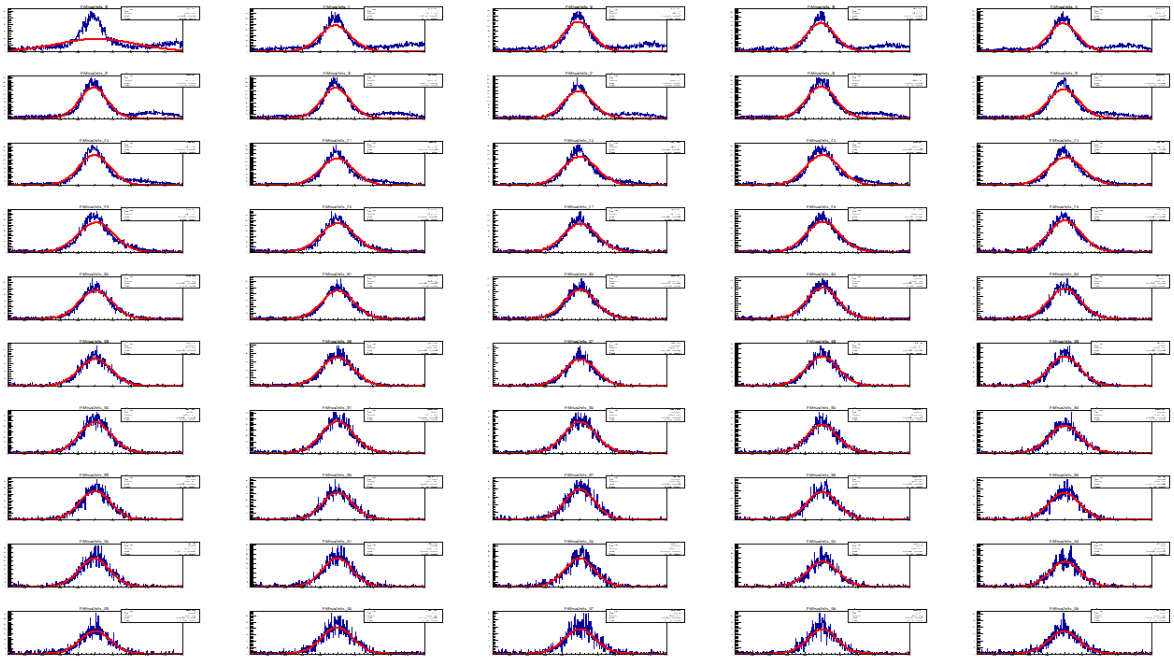


Figura D.2: muestra los ajustes gausianos que se realizarón durante el anális sobre la distribución $\Delta\beta$ vs para los piones negativos

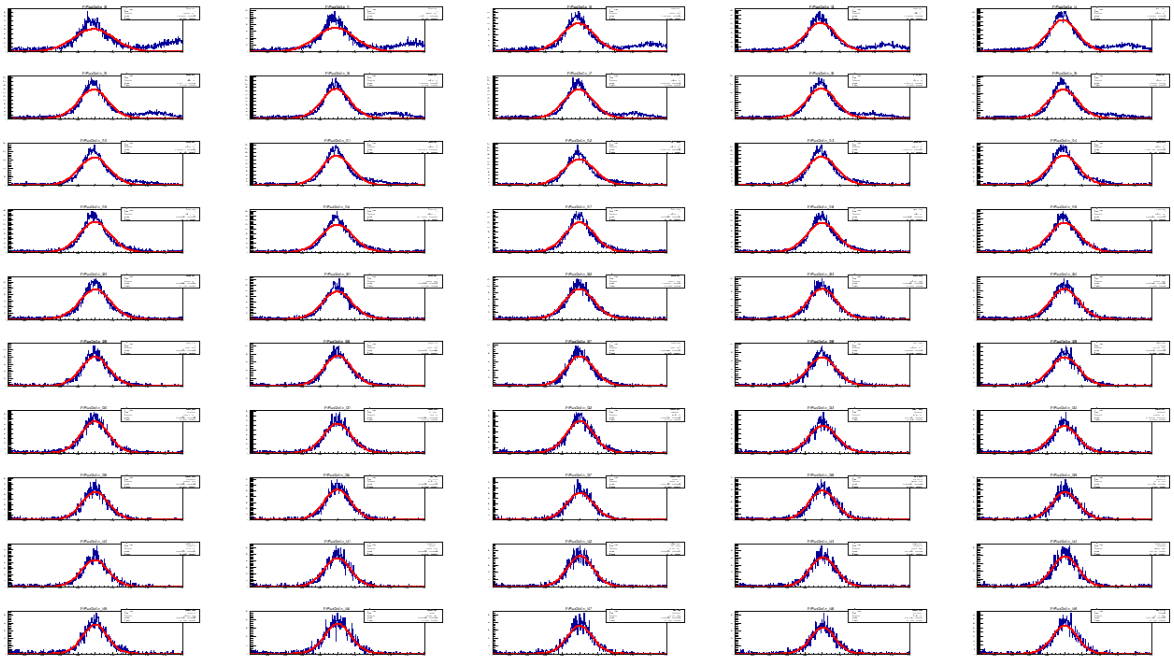


Figura D.3: muestra los ajustes gausianos que se realizarón durante el anális sobre la distribución $\Delta\beta$ vs para los piones positivos

En este apendice se muestran los ajustes gausiones que se relizaron cuando la distribución $\Delta\beta$ vs p fue dividida en intervalos de momento p de aproximadamente 100 MeV.

Bibliografía

[1] G. et. al. Amarian, M. Asryan. *The CLAS Forward Electromagnetic Calorimeter*, 2001.

[2] B. L. et al. Nadel-Turonski, P. Berman. *Kaon Production on the Deuteron Using olarized Photons. PAC30 Proposal PR-06-103*, 2006.

[3] Willians R.Leo. *Techniques for nuclear and particle physics experiments.Springer*, (13), 1992.

[4] Ahmad B.A. Mecking, G.Adams et al. *The CEBAF Large Acceptance Spectrometer*, 2003.

[5] Paul Manttione. *Photoproduction on the Deuteron*, 2011.

[6] Jr Robert K.Bradford. *Measurement of differential cross sections using the CLAS detector*, 2005.

[7] Edwin Munévar Espitia. *Photon Beam Asymmetry Measurement*, 2014.

[8] Fons Rademaker René Brun. *root.cern.ch/development.*

[9] K. Livingston. *Rootbeer: http://nuclear.gla.ac.uk/ kl/rootbeer/manual/html/rootbeer.php.*

[10] I. Dumonteil E. Niculescu, G. Niculescu. *Neutron Detecion Efficiency in CLAS.CLAS NOTE*, 2001.

[11] E Hacket. *Neutron Detection in the CLAS Calorimeters a first measurement CLAS-NOTE 98-014*, 1998.

[12] G. P. et. al Lachniet, J. Gilfoyle. *A high precision measurement of the neutron magnetic form factor using the CLAS detector*, 2008.