

**ANÁLISIS Y RECONSTRUCCIÓN DEL DECAIMIENTO
HADRÓNICO $J/\psi \rightarrow K^+ K^- \pi^+ \pi^- \pi^0$**

Por

Iveth Margenny Mendoza Gómez

Tesis sometida en cumplimiento parcial de los requerimientos para el grado de

MAESTRÍA EN CIENCIAS

en

FÍSICA

UNIVERSIDAD DE PUERTO RICO
RECINTO UNIVERSITARIO DE MAYAGÜEZ

Diciembre, 2009

Aprobada por:

Héctor Méndez, Ph.D
Presidente, Comité Graduado

Fecha

Pablo J. Marrero, Ph.D
Miembro, Comité Graduado

Fecha

Rafael A. Ramos, Ph.D
Miembro, Comité Graduado

Fecha

Jaime Seguel, Ph.D
Representante de Estudios Graduados

Fecha

Héctor Jiménez, Ph.D
Director del Departamento

Fecha

Resumen de Disertación Presentado a Escuela Graduada
de la Universidad de Puerto Rico como requisito parcial de los
Requerimientos para el grado de Maestría en Ciencias

**ANÁLISIS Y RECONSTRUCCIÓN DEL DECAIMIENTO
HADRÓNICO $J/\psi \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^0$**

Por

Iveth Margenny Mendoza Gómez

Diciembre 2009

Consejero: Héctor Méndez
Departamento: Física

Se determinó la razón de producción para el decaimiento hadrónico $J/\psi \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^0$ y se realizó una comparación con los valores obtenidos en un análisis previo basado en una muestra de 3 millones de eventos de $\psi(2S)$ para el modo exclusivo $\psi(2S) \rightarrow J/\psi + \pi^+\pi^-$ encontrando que se aumentó la precisión de esta medición. El presente análisis está basado además en una muestra de 24.45 millones de eventos de $\psi(2S)$ registrados con el detector CLEO-c correspondientes al data set 42. Adicionalmente se presenta el análisis correspondiente a los estados asociados $J/\psi \rightarrow \eta\phi$ y ωK^+K^- encontrando el valor para su razón de producción.

Abstract of Dissertation Presented to the Graduate School
of the University of Puerto Rico in Partial Fulfillment of the
Requirements for the Degree of Master of Science

ANALISIS AND RECONSTRUCTION OF HADRONIC DECAY

$$J/\psi \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^0$$

By

Iveth Margenny Mendoza Gomez

December 2009

Chair: Hector Mendez

Major Department: Physics

The Branching Ratio of production for the hadronic decay $J/\psi \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^0$ was determined and a comparison was made with previously obtained values for a sample of 3 million events of $\psi(2S)$ for the exclusive mode $\psi(2S) \rightarrow J/\psi \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^0$, finding that the precision of this measurement improved.

The current analysis is based on a sample of 24.45 million events of $\psi(2S)$ registered by the CLEO-c detector, corresponding to dataset 42. In addition, we present the analysis corresponding to the associated states $J/\psi \rightarrow \eta\phi$ and $J/\psi \rightarrow \omega K^+K^-$ the value for their branching ratio.

Copyright © 2009

por

Iveth Margenny Mendoza Gómez

A Juanita por ser mi fuerza, mi apoyo, mi compañía, mi lastre.

AGRADECIMIENTOS

Agradezco a mi director de tesis profesor Ph.D. **Héctor Méndez** por su colaboración en la realización de este trabajo, a los profesores Ph.D. **Pablo Marrero** y Ph.D. **Rafael Ramos** por sus aportes para desarrollo de esta tesis. Al profesor

Ph.D. **José Roberto López** por su apoyo y colaboración. A **Arjuna Castrillón** por su apoyo, colaboración y aportes al trabajo. A todos los que aportaron en el desarrollo de este trabajo y a los que estuvieron en los momentos mas difíciles del proceso.

TABLA DE CONTENIDO

	<u>página</u>
RESUMEN EN ESPAÑOL	ii
AGRADECIMIENTOS	v
LISTA DE TABLAS	viii
LISTA DE FIGURAS	x
1 INTRODUCCIÓN	1
1.1 Fermiones:	2
1.1.1 Quarks:	2
1.1.2 Leptones:	2
1.2 Bosones:	4
1.3 Interacciones Fundamentales:	5
1.4 Hadrones:	7
1.4.1 Bariones:	7
1.4.2 Mesones:	7
2 OBJETIVOS Y TRABAJOS PREVIOS	9
2.1 Objetivos	9
2.2 Trabajos Previos	9
2.2.1 Descubrimiento de la Partícula J/ψ	9
3 DETECTOR CLEO-c	15
3.1 Algunos aceleradores de partículas:	15
3.1.1 El Ciclotrón	15
3.2 Acelerador Cornell Electron Storage Ring (CESR):	17
3.2.1 El Síncrotrón	19
3.2.2 Acelerador Lineal (Linac)	20
3.2.3 Anillos de Almacenamiento	23
3.3 “Cornell High Energy Synchrotron Source (CHESS)”	25
3.4 Detector CLEO-c	25
3.4.1 Características	25
3.5 De CLEO III a CLEO-c	26
3.5.1 El Sistema rastreador	27
3.5.2 Anillo de Imagen cherenkov(RICH)	28
3.5.3 Sistema de identificación de Hadrones	30

3.6	Calorímetros	30
3.6.1	Campos magnéticos (“magnetic coil”)	31
3.6.2	Cámara de muones	31
3.7	Identificación de partículas	31
3.8	Sistema de Adquisición de Datos (DAQ)	32
4	ANÁLISIS Y RESULTADOS	34
4.1	Obtención de datos:	34
4.2	Selección de eventos:	35
4.3	Resultados:	37
4.3.1	RESULTADOS para CLEO-c1 y CLEO-c2 :	38
4.3.2	Sistemáticos:	45
4.3.3	Estados Asociados (CLEO-c2):	46
4.3.4	RESULTADOS PARA EL MODO $J/\psi \rightarrow \eta\phi$:	48
4.3.5	RESULTADOS PARA EL MODO $J/\psi \rightarrow \omega K^+ K^-$:	51
5	CONCLUSIONES Y TRABAJOS FUTUROS	55
	APÉNDICES	58
A	AJUSTES Y PARÁMETROS	59
A.0.6	ERRORES SISTEMÁTICOS	61

LISTA DE TABLAS

Tabla	página
1-1 Tipos de quarks	2
1-2 Clasificación de los Leptones	3
1-3 Propiedades de los Bosones	5
1-4 Interacciones y sus características	6
1-5 Propiedades de algunos bariones	7
1-6 Propiedades de algunos mesones	8
2-1 Propiedades de J/ψ . <i>Tomada de De los atomos a los quarks, citedavies</i>	11
2-2 Resultados obtenidos con el SLAC	12
2-3 Resultados obtenidos $J/\psi \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^0$	14
2-4 Resultados obtenidos para las razones de producción de $J/\psi \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^0$, $J/\psi \rightarrow \eta\phi$ con $\eta \rightarrow 3\pi$ y $\phi \rightarrow K^+K^-$ y $J/\psi \rightarrow \omega K^+K^-$ con $\omega \rightarrow 3\pi$	14
3-1 Propiedades de los calorímetros Electromagnético y Hadrónico	31
4-1 Características de la muestra de datos $\psi(2S)$	35
4-2 Comparación de los valores obtenidos	40
4-3 Valores obtenidos para el ancho de la distribución	40
4-4 Valores obtenidos para la masa reconstruida.	41
4-5 Valores obtenidos para el número de eventos	42
4-6 Valor de la Eficiencia.	42
4-7 Valores preliminares de BR para la reconstrucción de J/ψ	43
4-8 Valores ponderados para J/ψ	45
4-9 Fuentes individuales de error y error sistemático	45
4-10 Comparación de los valores obtenidos	49

4-11	Valores obtenidos para la desviación estándar y la masa para el modo $\eta\phi$	50
4-12	Valores obtenidos para el número de eventos para el modo $\eta\phi$	50
4-13	Valor preliminar de la razón de producción (BR) para la reconstrucción de J/ψ	51
4-14	Valores obtenidos para $\omega K^+ K^-$	52
4-15	Valores obtenidos para la desviación estándar y la masa para el modo $\omega K^+ K^-$	53
4-16	Valores obtenidos para el número de eventos para el modo $\omega K^+ K^-$	53
4-17	Valor preliminar de la razón reproducción para la reconstrucción de $J/\psi \rightarrow \omega K^+ K^-$	54
5-1	Resultados de la razón de producción para de J/ψ	55
5-2	Comparación de resultados obtenidos para el modo exclusivo	55
5-3	Valor preliminar de BR para la reconstrucción de $J/\psi \rightarrow \eta\phi$	56
5-4	Valor preliminar de BR para la reconstrucción de $J/\psi \rightarrow \omega K^+ K^-$	56

LISTA DE FIGURAS

Figura	página
1-1 Generaciones de la materia, (<i>Tomado de National Accelerator Laboratory.</i>)	1
1-2 Decaimiento de muones (<i>Tomada de The Ultimate Neutrino Page</i>)	3
1-3 Bosones intermediarios para las interacciones: a)Electromagnética, b) Débil, c) Gravitacional, d) Fuerte (Tomado de Quarknet.hep.uprm)	4
1-4 Diagrama para la formación del Boson de Higgs (<i>Tomado de Neutrino Ettore Majorana Observatory</i>)	5
2-1 Esquema del dispositivo utilizado en el Laboratorio Nacional de Brookhaven que llevó al descubrimiento de la partícula J [1]. <i>Tomado de: De los átomos a los quarks</i>	9
2-2 Número de pares electrón-positrón en función de la energía [1]. <i>Tomado de: De los átomos a los quarks</i>	10
2-3 Producción de la partícula J [1]. <i>Tomado de: De los átomos a los quarks</i>	10
2-4 (a)Producción de hadrones. (b)Producción de una partícula ψ [1]. <i>Tomado de: De los átomos a los quarks</i>	11
2-5 Espectro del charmonium $c\bar{c}$. <i>Tomado de American Physical Society, di- vision of nuclear physics.</i>	12
2-6 Masa invariante de $\pi^+\pi^-\pi^0$ en el decaimiento $e^-e^+ \rightarrow J/\psi \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^0$. [2]	12
2-7 (a) Masa de $\pi^+\pi^-\pi^0$ vs $K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^0$, (b) Proyección de la masa invariante de $\pi^+\pi^-\pi^0$ para los candidatos $K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^0$ [3].	13
2-8 (a) Masa de $\pi^+\pi^-\pi^0$ vs K^+K^- , (b) Proyección de la masa de K^+K^- para los candidatos a $K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^0$ [3]	13
3-1 “Ds” para el ciclotrón. <i>Tomada de: soko.com.ar/fisica/cuantica/aceleradores</i>	16
3-2 Órbitas ciclotrónicas	17
3-3 Ubicación del acelerador CESR en la Universidad de Cornell. <i>Tomada de www.lns.cornell.edu</i>	18
3-4 Componentes del CESR. <i>Tomada de: www.lns.cornell.edu/Reseach/AP/CESR</i>	18
3-5 Síncrotrón. <i>Tomada de: soko.com.ar/fisica/cuantica/aceleradores</i>	19

3-6	Diagrama de la ubicación del sincrotrón en el CESR. <i>Tomada de la pagina del experimento CESR</i>	20
3-7	Sección transversal del Acelerador Lineal	21
3-8	Primera etapa del Acelerador Lineal	21
3-9	Segunda (a) y tercera (b) etapa del Acelerador Lineal	22
3-10	Ubicación del Linac en el CESR. <i>Tomada de: www.lns.cornell.edu/Reseach/AP/CESR</i>	23
3-11	Anillos de almacenamiento. <i>Tomada de: soko.com.ar/fisica/cuantica/aceleradores</i>	23
3-12	Ubicación del anillo de almacenamiento en el CESR. <i>Tomada de: www.lns.cornell.edu</i>	23
3-13	Cavidades de radiofrecuencia. <i>Tomada de: soko.com.ar/fisica/cuantica/aceleradores</i>	24
3-14	Orbitas "Pretzel". <i>Tomada de: www.lns.cornell.edu/USPAS/pretzel</i>	24
3-15	Esquema del detector CLEO-c. <i>Tomada de: www.lns.cornell.edu/Reseach/EEP/CLEO</i>	26
3-16	Esquema de la cámara zd. <i>Tomada de: www.lns.cornell.edu</i>	27
3-17	Esquema del central detector drift chambers. <i>Tomada de: www.lns.cornell.edu/public/labinfo</i>	28
3-18	Esquema del funcionamiento del RICH. <i>Tomada de: www2.slac.stanford.edu/vvc/detectors/cerenkov</i>	28
3-19	Ángulo formado por los fotones de Cherenkov. <i>Tomada de JLabRichpage Hypernuclear Experiment</i>	29
3-20	Dispositivos para la detección de una o más partículas.	32
4-1	Histograma usado para la selección de J/ψ	37
4-2	Histogramas comparativos de señal de $\psi(2S)$	38
4-3	Histogramas para MC y Raw de la masa reconstruida de J/ψ para Data32.	38
4-4	Histogramas para MC y Raw de la masa reconstruida de J/ψ para Data42.	39
4-5	Ancho para CLEO-c-1 y CLEO-c-2	41
4-6	Eficiencias para la masa reconstruida	43
4-7	Valor preliminar de la Razón de producción para $J/\psi + \pi^+\pi^-$	44
4-8	Estabilidad en la razón de producción de $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0K^+K^-$, izquierda (data32), derecha (data42)	46

4-9	Dalitz plot para la masa de K^+K^- vs $\pi^+\pi^-\pi^0$. a) Proyección de la masa $\pi^+\pi^-\pi^0$, b) Proyección de la masa de K^+K^-	47
4-10	Dalitz plot para la masa de $K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^0$ vs $\pi^+\pi^-\pi^0$ a) Proyección de la masa $\pi^+\pi^-\pi^0$, b) Proyección de la masa de $K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^0$	47
4-11	Dalitz plot para la masa de $K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^0$ vs K^+K^- . a) Proyección de la masa K^+K^- , b) Proyección de la masa de $K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^0$	48
4-12	Histogramas para MC y data de la masa reconstruida de $J/\psi \rightarrow \eta\phi$ para Data42.	49
4-13	Valor preliminar de Razón de producción para $J/\psi \rightarrow \eta\phi$	51
4-14	Histogramas para MC y data de la masa reconstruida de $J/\psi \rightarrow \omega K^+K^-$ para Data42.	52
4-15	Razón de producción para $J/\psi \rightarrow \omega K^+K^-$	54
5-1	Histogramas de “Raw” de $J/\psi \rightarrow \omega\phi$ usando dataset 42	57
A-1	Histogramas para MC y Raw de la masa reconstruida de J/ψ para Data32.	59
A-2	Histogramas para MC y Raw de la masa reconstruida de J/ψ para Data42.	60
A-3	Histogramas para MC y Raw de la masa reconstruida de $J/\psi \rightarrow \eta\phi$ para Data42.	60
A-4	Histogramas para MC y Raw de la masa reconstruida de $J/\psi \rightarrow \omega K^+K^-$ para Data42.	61
A-5	Ajustes usados para el calculo del sistemático “Bin Size” B=5 y B=10 Data 32	62
A-6	Ajustes usados para el calculo del sistemático “Bin Size” B=15 y B=20 Data32	62
A-7	Ajustes usados para el calculo del sistemático “Bin Size” B=1 y B=7 Data 32	63
A-8	Ajustes usados para el calculo del sistemático “Bin Size” B=5 y B=10 Data 42	63
A-9	Ajustes usados para el calculo del sistemático “Bin Size” B=15 y B=20 Data42	64
A-10	Ajustes usados para el calculo del sistemático “Bin Size” B=1 y B=7 Data 42	64

CAPÍTULO 1

INTRODUCCIÓN

La constitución de la materia ha sido desde tiempos milenarios una inquietud que el ser humano ha intentado resolver. El observar la forma en que la materia se comporta y la pregunta de qué rige ese comportamiento, lleva al hombre a construir las herramientas necesarias para ahondar en lo más profundo de la materia y de su constitución atómica. Todo este avance en el estudio de la materia a nivel atómico y subatómico ha generado información suficiente para proponer una teoría que organice y clasifique las partículas que la componen, esta teoría se conoce como el Modelo Estándar.

Este modelo, describe los componentes de la materia y las interacciones entre estos. Según esta teoría, las partículas elementales se clasifican en *fermiones y bosones*. Los fermiones corresponden a las *partículas materiales*, que son las constituyentes básicas de la materia, tienen un espín fraccionario, cumplen el principio de exclusión de Pauli (principio cuántico que establece que no puede haber dos fermiones en el mismo estado cuántico) y satisfacen la estadística de *Fermi - Dirac*. Por otro lado, los bosones son los *portadores (o intermediarios)* de las fuerzas. Fuerza Electromagnética, Fuerza Débil, Fuerza Fuerte (la Fuerza Gravitatoria que no forma parte del modelo estándar), tienen espín cero o entero, no cumplen el principio de exclusión de Pauli y satisfacen la estadística de *Bose - Einstein* (varias partículas pueden estar en el mismo estado cuántico).

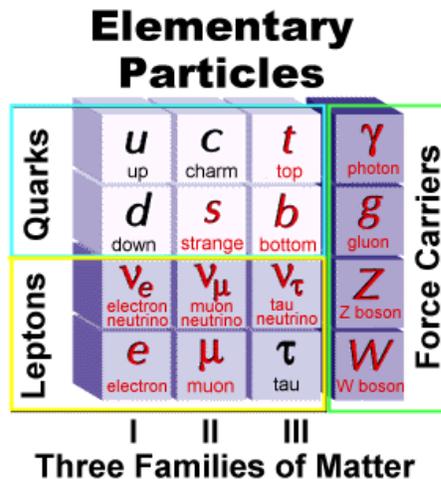


Figura 1-1: Generaciones de la materia, (Tomado de *National Accelerator Laboratory*.)

1.1 Fermiones:

Los *fermiones* se atraen o se repelen entre sí mediante el intercambio de bosones intermediarios. Los fermiones se clasifican en *quarks y leptones*, agrupados en tres familias o generaciones, (ver figura 1-1).

1.1.1 Quarks:

Los quarks son partículas subatómicas elementales (no compuestas) que poseen sabor, carga eléctrica y carga de color entre otras características. Existen seis tipos de sabores de quark: *arriba (u) “up”, abajo (d) “down”, extraño (s) “strange”, encanto (c) “charm”, belleza (b) “beauty o bottom” y cima (t) “truth o top”*. Los quarks están organizados en familias o generaciones cada una se integra por dos quarks, organizados de forma que cada uno tenga una masa mayor que la generación anterior. Algunas de las principales características de los quarks se presentan en la tabla 1-1.

Tabla 1-1: Tipos de quarks

GENERACIÓN O FAMILIA	SABOR QUARK	MASA (GeV/c^2)	CARGA ELÉCTRICA ($ e^- $)
I	Up	0.003	2/3
I	Down	0.006	-1/3
II	Charm	1.3	2/3
II	Strange	0.1	-1/3
III	Top	175	2/3
III	Bottom	4.3	-1/3

La carga eléctrica de los quarks es una fracción de la unidad fundamental de carga eléctrica [4]. La carga de color es un número cuántico característico de los quarks y los gluones. Se conocen tres tipos de colores diferentes *rojos, azules o verdes* para los quark y *antirojo, antiazul o antiverde* para los antiquark. Su significado es análogo al de la carga eléctrica de forma que dos quarks con distinto color se atraen y con el mismo color se repelen. Las interacciones entre quarks se realizan a través de la interacción fuerte, la cual está mediadas por gluones y su intensidad es mucho mayor que la intensidad electromagnética dentro del núcleo.

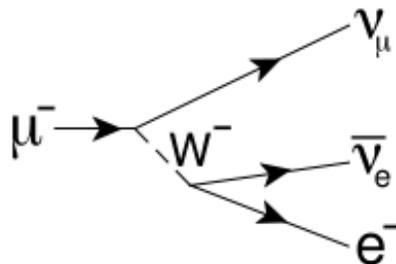
1.1.2 Leptones:

Junto con los *quarks*, los leptones son partículas elementales constituyentes de la materia y hacen parte de la familia de los fermiones. Son partículas elementales que no interaccionan a través de la fuerza nuclear fuerte, es decir, a los leptones les afecta solamente la fuerza débil, la gravitatoria, o la electromagnética. Los leptones pueden estar eléctricamente cargados o ser neutros. Dentro de este grupo de partículas está el electrón, el muón, el tau y tres clases de neutrinos asociadas respectivamente con cada uno de los leptones (ver tabla 1-2). Además, al igual que sucede en el caso de los quark, cada una de estas partículas tiene su antipartícula correspondiente.

Tabla 1-2: Clasificación de los Leptones

GENERACIÓN	LEPTÓN	MASA (GeV/c^2)	CARGA ELÉCTRICA ($ e^- $)
I	Electrón	0.000511	-1
I	Neutrino Electrónico	$< 1 \times 10^{-8}$	0
II	Muón	0.106	-1
II	Neutrino Muónico	0.0002	0
III	Tauón	1.784	-1
III	Neutrino Tauónico	0.02	0

- a) **Electrón** (e^-): Es una partícula elemental que no tiene estructura interna, tiene carga negativa y su decaimiento es tan lento que se considera estable, es clasificado como un *fermión*, no se ve afectado por la fuerza nuclear fuerte. Su antipartícula es el positrón (misma masa del electrón pero con carga eléctrica opuesta (positiva)).
- b) **Muón** (μ): Es un lepton cargado que tiene unas 200 veces la masa del electrón, pero es más ligera que el protón. A diferencia del electrón, es muy inestable, y se desintegra generalmente en un electrón, un neutrino y un antineutrino (figura 1-2).

Figura 1-2: Decaimiento de muones (Tomada de *The Ultimate Neutrino Page*)

- c) **Tauón** (τ): Esta partícula tiene 3500 veces la masa del electrón es muy inestable y poco conocida. Se desintegra produciendo diversos tipos de leptones y/o hadrones y un neutrino tauónico.
- d) **Neutrinos** (ν): A partir de pruebas experimentales se descubre que los neutrinos cambian constantemente de sabor, lo que se conoce como oscilación de neutrinos. En consecuencia, los neutrinos deben tener una masa no nula, no tienen carga eléctrica, y como sólo interaccionan a través de la interacción débil, poseen una propiedad característica que los asocia específicamente con algún tipo de leptón cargado:

Electrónico: Producido por el electrón (ν_e).

Muónico: Emitido en la desintegración del muón (ν_μ).

Taónico: Producido por el tauón (ν_τ).

Cuando un leptón pesado se desintegra, una de las partículas resultantes es siempre su neutrino correspondiente. Las otras pueden ser cualquier leptón sumado a su correspondiente antineutrino, o cualquier quark con su antiquark.

1.2 Bosones:

Las partículas portadoras de la fuerza son **Bosones**. Cada tipo de interacción entre las partículas materiales o fermiones se produce mediante el intercambio de estas partículas, que se caracterizan por tener un espín cero o entero. Si tienen un espín igual a la unidad se denominan *bosones vectoriales* y si tienen un espín igual a cero se denominan *bosones escalares*.

Los bosones son agrupados de la siguiente manera:

- **Gluón:** Es la partícula mediadora de la interacción de color, ver figura 1-3d), es la responsable de mantener a los quarks unidos formando grupos de dos (*Mesones*) o tres (*Bariones*). El gluón no tiene masa, pero tiene carga color y un valor de spin de 1. Como es posible combinar los colores con los anticolores, se esperaría que existieran 9 gluones, pero en realidad sólo existen 8 combinaciones, esto debido a la “simetría gauge” de la cromodinámica cuántica.
- **Fotón (γ):** Esta partícula es la mediadora de la interacción electromagnética debido a que luego de la interacción de fuerza eléctrica o fuerza magnética se emite un fotón, ver figura 1-3a). A pesar de no poseer masa en reposo, los fotones modifican la masa de los sistemas que los emite o los absorbe, debido a que si se emite un fotón se pierde masa, además su spin es igual a la unidad.
- W^\pm y Z^0 : Estas partículas son las mediadoras de la interacción débil entre las que se encuentran las desintegraciones radiactivas. En 1968, *Sheldon Glashow*, *Steven Winberg*, *Abdus Salam* lograron plantear una teoría unificada que explicaba las reacciones de la interacción electromagnética y la fuerza débil. Las masas de estos bosones representan aproximadamente 100 veces la masa del protón. Estas partículas poseen spin igual a 1.

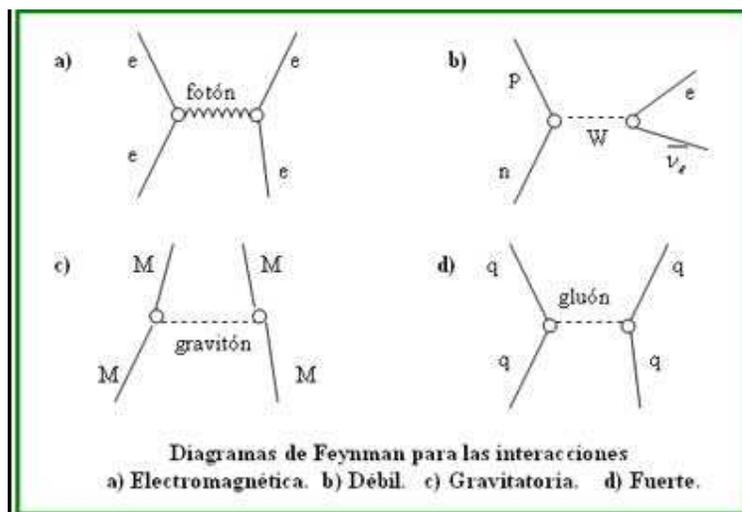


Figura 1-3: Bosones intermediarios para las interacciones: a)Electromagnética, b) Débil, c) Gravitacional, d) Fuerte (Tomado de Quarknet.hep.uprm)

- **Bosón de Higgs:** Es un bosón escalar (spin 0). Al igual que el gravitón (partícula que no esta incluida dentro del modelo estándar) es una partícula que no ha sido observada hasta el momento pero se postula que desempeña un rol importante en la explicación del origen de la masa de otras partículas elementales, en particular

la diferencia entre el fotón que no tiene masa y los bosones W y Z. Así, si esta partícula existiera tendría un enorme efecto en la física y el mundo actual. Una de las formas en la que el detector CMS del Gran Colisionador de Hadrones (LHC) detectará el Bosón de Higgs se muestra en la figura 1-4. En la tabla 1-3 se resumen las propiedades de los bosones intermedarios.

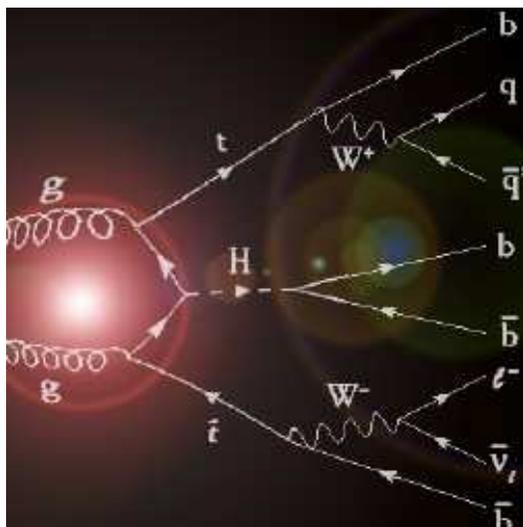


Figura 1-4: Diagrama para la formación del Boson de Higgs (*Tomado de Neutrino Ettore Majorana Observatory*)

- **Gravitón:** Es un bosón hipotético que sería el que transmitiría la interacción gravitatoria cuyo spin debe ser igual a 2. Además por las condiciones de esta partícula, el gravitón no hace parte del modelo estándar.

Tabla 1-3: Propiedades de los Bosones

BOSÓN	MASA (GeV/c^2)	CARGA ELÉCTRICA	SPIN (\hbar)	VIDA MEDIA(s)
Fotón γ	0	0	1	Infinita
8 Gluones	0	0	1	Infinita
W^+	80.4	+1	1	10^{-25}
W^-	80.4	-1	1	10^{-25}
Z^0	91.187	0	1	10^{-25}
Gravitón??	0	0	2	Infinita
Higgs??	130 - 190	0	0	10^{-21}

1.3 Interacciones Fundamentales:

El modelo estándar tiene como principal fin el organizar las partículas dependiendo de sus características principales. Dentro de la clasificación se ha utilizado el tipo de fuerzas que están presentes dentro del átomo y que afectan el comportamiento de las partículas fundamentales como constituyentes de la materia. Existen 4 interacciones fundamentales. En la tabla 1-4 se resumen sus principales características [5].

Tabla 1–4: Interacciones y sus características

Interacción	Teoría que rige	Rango (m)	Constantes de Acoplamiento	Intensidad (veces la gravitatoria)
Gravitacional	Relatividad General (GR)	∞	$\frac{KM^2}{\hbar c} = 0.53 \times 10^{-38}$	1
Electromagnética	Electrodinámica Cuántica (QED)	∞	$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\hbar c} = \frac{1}{137}$	10^{37}
Débil	Teoría Electrodébil	10^{-18}	$\alpha_W = (\frac{Mc}{\hbar})^2 \approx 4\alpha$	10^{30}
Fuerte	Cromodinámica Cuántica (QCD)	$\alpha_s \approx 100\alpha$	$\alpha_s(Mz) = 0.121$	10^{39}

1. **GRAVITACIÓN:** Es la más débil de las interacciones a nivel atómico, pero a grandes distancias es la fuerza más importante. La gravedad tiene un rango infinito y afecta a todas las partículas que tienen masa. Según la teoría cuántica gravitacional la acción de la gravedad puede deberse a una partícula sin masa y con $spin = 2$ que teóricamente recibe el nombre de **gravitón**¹ (tabla 1–4). Esta interacción no forma parte del modelo estándar.
2. **ELECTROMAGNETISMO:** Es la fuerza que actúa entre partículas eléctricamente cargadas. La fuerza electromagnética es una interacción de rango infinito, pero es mucho más fuerte que la gravedad a nivel atómico.
3. **DÉBIL** (*Fuerza Nuclear Débil*): Esta interacción se debe al intercambio de bosones W y Z, que son los más pesados de todos los bosones, tabla 1–3, además es la fuerza que causa la desintegración beta (β). La palabra “débil” deriva del hecho que su campo de fuerzas es de 10^{13} veces menor que la interacción nuclear fuerte. Ésta interacción es más fuerte que la gravitación a cortas distancias, (tabla 1–4) [6].
4. **FUERTE** (*Fuerza Nuclear Fuerte*): Esta fuerza es mucho más fuerte que la electromagnética de modo que el núcleo es estable a pesar de que los protones están tan próximos unos de otros y a pesar de tener la misma carga eléctrica. La teoría fundamental que rige esta interacción es la QCD (“Quantum Chromo Dynamics”) donde se relacionan los quark y los gluones mediante la carga de color (análoga a la carga eléctrica). Esta fuerza no tiene manifestación a distancias mayores que la del tamaño de un núcleo atómico.

¹ Aún es una partícula hipotética y no ha sido descubierta experimentalmente.

Los quarks son partículas elementales que se agrupan en tríos (qqq) o en parejas de quark-antiquark ($q\bar{q}$). Al igual que los bosones de intercambio, los quarks interaccionan para formar otras partículas denominadas **hadrones**, que no son fundamentales pero hacen parte de la constitución de la materia.

1.4 Hadrones:

Son partículas subatómicas que experimentan la fuerza nuclear fuerte. Están compuestas de *quarks*, *antiquarks* y *gluones*. Se subdividen en dos clases: *Bariones* y *Mesones*.

1.4.1 Bariones:

Son una familia de partículas subatómicas formadas por tres quarks. De todas las clases de bariones que existen en la naturaleza, los más representativos y estables son el neutrón y el protón.

Los bariones son fermiones afectados por la interacción nuclear fuerte, por lo que están sometidos al principio de exclusión de Pauli y pueden ser descritos mediante la estadística de Fermi-Dirac. En la tabla 1–5, se ilustran las características de algunos bariones.

Tabla 1–5: Propiedades de algunos bariones

Nombre	Composición de Quarks	Masa (GeV/c^2)	Spin (\hbar)
Protón (p)	uud	0.93827	1/2
Neutrón (n)	udd	0.93956	1/2
Lambda(Λ)	uds	1.11568	1/2
Delta(Δ^+)	uud	1.232	3/2
Delta(Δ^-)	ddd	1.232	3/2
Delta(Δ^0)	udd	1.232	3/2
Λ_c^+	udc	2.2849	1/2
Omega(Ω_c^0)	ssc	2.675	1/2

1.4.2 Mesones:

Los mesones son partículas compuestas de un quark y un antiquark. Son *hadrones* con spin cero o entero. En la tabla 1–6, se resumen las características de algunos mesones.

Tabla 1-6: Propiedades de algunos mesones

Nombre	Quarks que lo compone	Masa (GeV/c^2)	Spin (\hbar)
Pi(π^\pm)	$\bar{u}d, \bar{u}d$	0.1395	0
Pi(π^0)	$\frac{u\bar{u}-d\bar{d}}{\sqrt{2}}$	0.1349	0
Kaón(K^\pm)	$u\bar{s}, \bar{u}s$	0.4936	0
Kaón(K^0)	$d\bar{s}$	0.4976	0
Kaón(K_S^0)	$\frac{d\bar{s}-s\bar{d}}{\sqrt{2}}$	0.4936	0
Kaón(K_L^0)	$\frac{d\bar{s}+s\bar{d}}{\sqrt{2}}$	0.4976	0
Eta(η)	$\frac{u\bar{u}+d\bar{d}-2s\bar{s}}{\sqrt{6}}$	0.5478	0
Rho(ρ^\pm)	$u\bar{d}, \bar{u}d$	0.7754	1
Rho(ρ^0)	$u\bar{u}, d\bar{d}$	0.7754	1
omega(ω)	$u\bar{u}, d\bar{d}$	0.7826	1
phi(ϕ)	$s\bar{s}$	1.0194	1
J/ψ	$c\bar{c}$	3.0969	1
Upsilon(Υ)	$b\bar{b}$	9.4604	1

El presente trabajo estudia el decaimiento hadrónico del mesón J/ψ en piones cargados y neutros y kaones cargados. El J/ψ es un mesón formado por un quark c y un antiquark \bar{c} . Es detectado en este experimento a través de la partícula $\psi(2S)$ producida en interacciones electrón - positrón en el acelerador de la Universidad de Cornell. En este trabajo se presenta la medición de la razón de producción $B_r(J/\psi \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^0)$ y evidencia de estados asociados tales como $\phi\eta$ y ωK^+K^- .

CAPÍTULO 2

OBJETIVOS Y TRABAJOS PREVIOS

2.1 Objetivos

Medir la razón de producción del decaimiento hadrónico $J/\psi \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^0$ usando el decaimiento de $\psi(2S)$ en el modo exclusivo $\psi(2S) \rightarrow J/\psi + \pi^+\pi^-$. Se usó una muestra de 25.89 millones de eventos de $\psi(2S)$ los cuales fueron colectados en el experimento CLEO-c dividido en data set32 y data set42. Adicionalmente se calcula la razón de producción para los estados asociados $\phi\eta$ y ωK^+K^- .

2.2 Trabajos Previos

2.2.1 Descubrimiento de la Partícula J/ψ

A mitad del año 1974, se realizaron dos experimentos muy importantes para la física de partículas. Los dos eran totalmente distintos y los físicos que trabajaban en uno desconocían por completo lo que ocurría en el otro. Ambos equipos obtuvieron el mismo resultado, el descubrimiento de una nueva partícula conocida como J/ψ [1], que esta constituida de un quark c y un anti-quark \bar{c} .

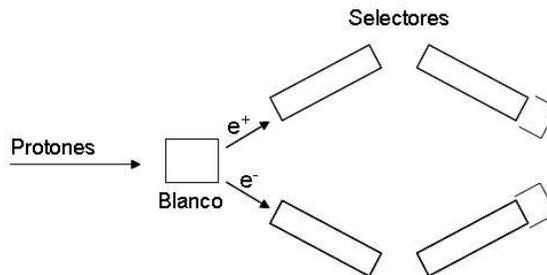
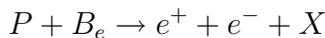


Figura 2-1: Esquema del dispositivo utilizado en el Laboratorio Nacional de Brookhaven que llevó al descubrimiento de la partícula J [1]. Tomado de: *De los átomos a los quarks*

“Uno de los experimentos se realizó en el Laboratorio Nacional de Brookhaven en Long Island bajo la dirección de Samuel C. C. Ting del M.I.T. El experimento consistió en bombardear un blanco de berilio (metal ligero cuyo núcleo contiene en total nueve protones y nueve neutrones) con un haz de protones”¹. Usando técnicas de conteo de partículas tales como selectores magnéticos y contadores de centelleo

¹ tomado del libro *De los átomos a los quarks*, [1], página 161

se quería detectar la partícula hipotética, la figura 2-1 presenta una de las formas en las que se dispusieron estos equipos. Las reacciones que se pretendían obtener eran del tipo



donde X representa otras partículas aparte de la reacción inicial que buscaba pares electrón - positrón.

El principal inconveniente para el grupo de trabajo de Ting fue la dificultad de producir pares electrón - positrón sumado a las complicaciones de la detección para ángulos grandes de acuerdo al diseño experimental.

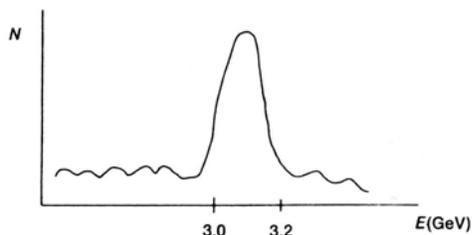


Figura 2-2: Número de pares electrón-positrón en función de la energía [1]. Tomado de: *De los átomos a los quarks*

El grupo empezó a obtener datos a finales del verano y a principios del otoño de 1974. Al momento de analizar el comportamiento de la nueva partícula observaron la gráfica del número de pares positrón-electrón en función de la energía del par, mostrando el resultado que se ilustra en la figura 2-2. El pico que encontraron contenía aproximadamente 250 eventos, a un valor de energía cercano a 3.1 GeV. Para que esta reacción suceda se debe realizar a través de una partícula intermedia, como se indica en la figura 2-3.

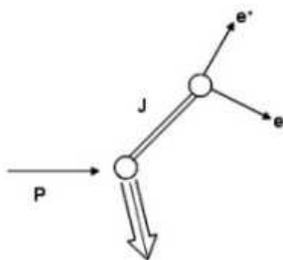


Figura 2-3: Producción de la partícula J [1]. Tomado de: *De los átomos a los quarks*

La nueva partícula fue identificada con el símbolo “J” por el grupo del M.I.T.

Por otro lado, un grupo en Stanford dirigido por Burton Richter del Laboratorio SLAC llegó a una conclusión similar por otro camino. A principios de los años 60, Richter había estado trabajando en el diseño de un anillo de almacenamiento de electrones y positrones en el que se pudieran inyectar partículas provenientes de un acelerador lineal y después de almacenadas hacerlas colisionar de frente. Cuando el experimento comenzó a funcionar se almacenaron electrones y positrones dentro del

anillo con energías de aproximadamente 3 GeV que circulaban en sentidos opuestos al tener cargas eléctricas negativas. Para que las partículas mantuvieran una trayectoria circular dentro del anillo, se colocaron electroimanes alrededor del anillo para que el campo magnético pudiera ser controlado.

Los dos haces se hicieron chocar en la región de interacción, junto a la cual se habían dispuesto contadores para detectar el producto de esta colisión. Después del proceso de interacción de un electrón y un positrón se produjo un grupo de hadrones, de manera que la reacción puede ser de la forma que se muestra en el diagrama de la figura 2-4(a), se observa que se obtienen grupos de piones π^\pm , mesones K, electrones y positrones. Sin embargo cuando se tenía una suficiente cantidad de eventos experimentales se encontró un “pico máximo” en la sección eficaz electrón-positrón. Razón por la cual se determinó que la interacción se producía mediante una partícula intermedia como se puede ver en el diagrama de la figura 2-4(b). El grupo de Burton denominó a la partícula ψ .

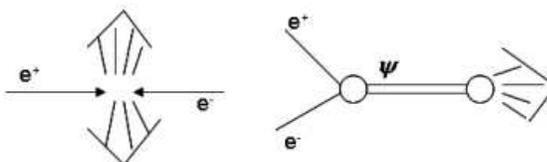


Figura 2-4: (a)Producción de hadrones. (b)Producción de una partícula ψ [1]. Tomado de: *De los átomos a los quarks*

Los dos experimentos completamente independientes y usando técnicas completamente distintas descubrieron la misma partícula prácticamente al mismo tiempo. Actualmente esta partícula se conoce como J/ψ [1].

Tabla 2-1: Propiedades de J/ψ . Tomada de *De los átomos a los quarks, citedavies*

Composición	$c\bar{c}$
Masa	3.098 GeV
Spin	1
Isospin	0
Paridad	No había sido determinado
Amplitud de resonancia	67 keV
Extrañeza	0

En la tabla 2-1, se muestran las propiedades que fueron determinadas para la partícula J/ψ en estos experimentos. Posteriormente, se ha seguido estudiando el J/ψ y se ha descubierto que este es un sistema ligado de un quark c y un anti-quark \bar{c} (charmonium) en su estado de mas baja energía (1S). La figura 2-5, muestra el espectro de los estados del charmonium en función de su masa y de J (momento angular total), P (paridad) y C (conjugación de carga): J^{PC} .

Posteriormente en otro de los experimentos realizados se utilizó el detector magnético SLAC-LBL “MARK III” que se encuentra ubicado en el SLAC (colisionador

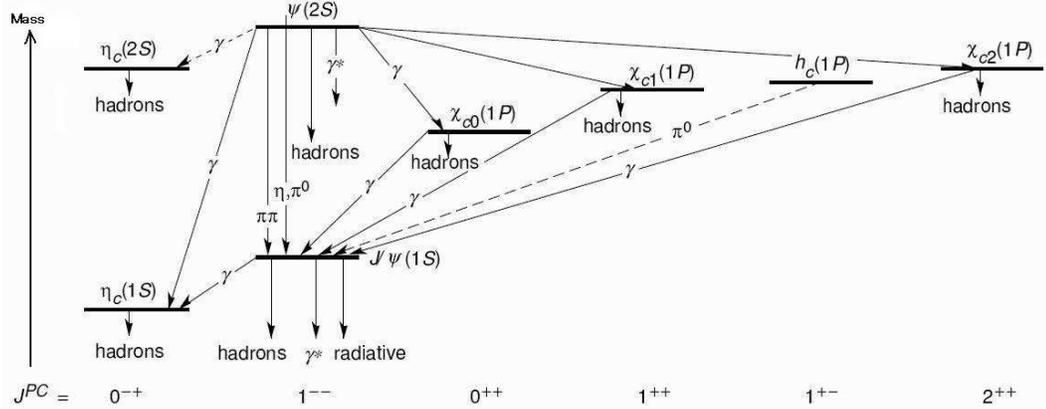


Figura 2-5: Espectro del charmonium $c\bar{c}$. Tomado de *American Physical Society, division of nuclear physics*.

electrón-positrón) con el fin de coleccionar data que llevara al estudio más detallado de la partícula ψ . Para este caso se usaron 150000 decaimientos hadrónicos del estado ψ , con una luminosidad de 140 nb^{-1} . Sus resultados fueron publicados en “**Mesonic decays of the $\psi(3095)$** ” [2]. Se calcularon las razones de producción de varios modos de decaimiento del J/ψ incluyendo $\psi \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^0$, algunos estados asociados de estos decaimientos mesónicos tales como ωK^+K^- , $\omega f'$, $\phi\eta$ reconstruidas mediante las resonancias $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, $f' \rightarrow K^+K^-$, $\phi \rightarrow K^+K^-$ y $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. Los resultados reportados para el estado final $K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^0$ se presentan en la tabla 2-2.

Tabla 2-2: Resultados obtenidos con el SLAC

Topología	Modo de Decaimiento	Número de eventos	Eficiencia de la construcción	Razón de Producción
$\pi^+\pi^-\pi^0 K^+K^-$	all	309 ± 50	0.073	$(1.2 \pm 0.3) \times 10^{-2}$
	ωK^+K^-	22 ± 12	0.068	$(0.8 \pm 0.5) \times 10^{-3}$
	$\phi\eta$	5 ± 2.5	0.013	$(1.0 \pm 0.6) \times 10^{-3}$

En la figura 2-6, se ilustra el resultado de masa invariante para $\pi^+\pi^-\pi^0$, en el decaimiento $\psi \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^0$ [2].

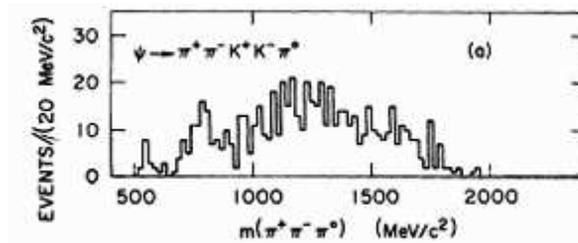


Figura 2-6: Masa invariante de $\pi^+\pi^-\pi^0$ en el decaimiento $e^-e^+ \rightarrow J/\psi \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^0$. [2]

El trabajo más reciente sobre el decaimiento hadrónico

$$e^+e^- \rightarrow J/\psi \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^0 \quad (2.1)$$

se desarrolló usando data del experimento *BABAR* en el laboratorio SLAC. Los resultados se reportan en “ $e^+e^- \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\pi^0\gamma$, $2(\pi^+\pi^-)\eta\gamma$, $K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^0$ and $K^+K^-\pi^+\pi^-\eta$ **Cross Sections Measured with Initial-State Radiation**”, [3]. Este trabajo presenta la medición de las razones de producción (BR) correspondientes a la región del charmonium para el decaimiento $J/\psi \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^0$. La figura 2-7 (a) es un gráfico que ilustra la masa de $\pi^+\pi^-\pi^0$ versus la masa de $K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^0$ en este gráfico la banda horizontal corresponde a la señal de resonancia para las partículas η y $\omega(782)$ y la banda vertical representa la señal de la partícula J/ψ . Para el caso de la figura 2-7 (b) se muestra la proyección de la masa de los piones donde identifica las resonancias correspondientes a η y ω . La figura 2-8 (a) muestra un gráfico de la masa de piones $\pi^+\pi^-\pi^0$ versus la masa de los kaones K^+K^- donde se evidencia la presencia de una banda vertical la reconstrucción de la partícula $\phi(1020)$.

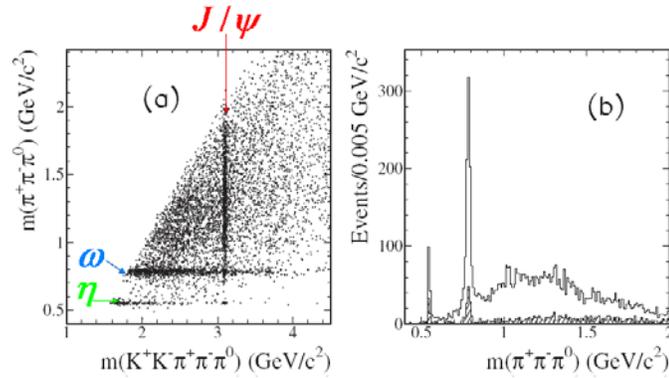


Figura 2-7: (a) Masa de $\pi^+\pi^-\pi^0$ vs $K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^0$, (b) Proyección de la masa invariante de $\pi^+\pi^-\pi^0$ para los candidatos $K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^0$ [3].

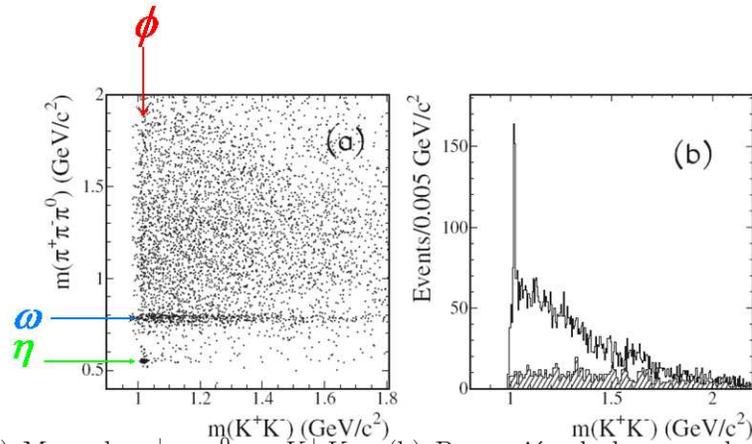


Figura 2-8: (a) Masa de $\pi^+\pi^-\pi^0$ vs K^+K^- , (b) Proyección de la masa de K^+K^- para los candidatos a $K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^0$ [3]

En este análisis, se requirió que la masa de K^+K^- tuviera un ancho de $\pm 15 \text{ MeV}/c^2$ alrededor de la masa nominal de $\phi(1020)$. Para el cálculo de la razón de producción (BR) se usó la expresión:

$$B_{J/\psi \rightarrow f} \cdot \Gamma_{ee}^{J/\psi} = \frac{N_{J/\psi \rightarrow f} \cdot m_{J/\psi}^2}{6\pi^2 \cdot dL/dE \cdot \epsilon_f(m_{J/\psi}) \cdot C}, \quad (2.2)$$

donde, N es el número de eventos observados para cada modo de J/ψ , f representa cada estado final, $\Gamma_{ee}^{J/\psi}$ representa el ancho de la distribución para cada estado y ϵ representa la eficiencia.

El resultado del estudio del modo $J/\psi \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^0$ a partir de la interacción $e^- - e^+$ se muestra en la tabla 2-3.

Tabla 2-3: Resultados obtenidos $J/\psi \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^0$

Modo	Cantidad	Número de eventos reconstruidos	$\frac{dL}{dE}$ (nb^{-1}/MeV)	Γ_{ee} (KeV)
J/ψ	$K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^0$	768 ± 31	65.6 ± 20	5.55 ± 0.14

Los valores de las razones de producción para algunos de estos modos se resumen en la tabla 2-4:

Tabla 2-4: Resultados obtenidos para las razones de producción de $J/\psi \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^0$, $J/\psi \rightarrow \eta\phi$ con $\eta \rightarrow 3\pi$ y $\phi \rightarrow K^+K^-$ y $J/\psi \rightarrow \omega K^+K^-$ con $\omega \rightarrow 3\pi$

Cantidad medida	Ancho (eV)	Razón de producción ($\times 10^{-3}$) para J/ψ para MARK III	Razón de producción ($\times 10^{-3}$) para J/ψ para BABAR
$B_{J/\psi \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^0}$	$107.0 \pm 4.3 \pm 6.4$	12.0 ± 3	$19.2 \pm 0.8 \pm 1.5$
$B_{J/\psi \rightarrow \phi\eta} \cdot B_{\phi \rightarrow K^+K^-} \cdot B_{\eta \rightarrow 3\pi}$	$0.84 \pm 0.37 \pm 0.05$	0.74 ± 0.08	$1.4 \pm 0.6 \pm 0.1$
$B_{J/\psi \rightarrow \omega K^+K^-} \cdot B_{\omega \rightarrow 3\pi}$	$3.3 \pm 1.3 \pm 0.2$	1.9 ± 0.4	$1.36 \pm 0.50 \pm 0.10$

CAPÍTULO 3

DETECTOR CLEO-c

Un acelerador de partículas es un instrumento que utiliza campos electromagnéticos para acelerar las partículas cargadas y así alcanzar velocidades muy altas, cercanas a la velocidad de la luz. Estos instrumentos fueron creados de forma que las partículas interactúen en su interior y permiten explorar la materia en búsqueda de sus elementos más pequeños. Los aceleradores se pueden clasificar dependiendo de la velocidad que se le imprime a las partículas, pueden ser de baja o media energía como los equipos usados en hospitales, o alta energía como los aceleradores de partículas usados para estudiar las componentes de la materia a partir de colisiones de haces energéticos.

Cuando un electrón e^- y un positrón e^+ colisionan, se aniquilan dando lugar a una pequeña explosión en la que se producen “chorros” de materia que algunas veces puede ser exótica y poco familiar. Estos “chorros” de partículas se emiten en todas direcciones y son observados mediante el uso de un detector. Para el caso de este análisis se utiliza el detector CLEO-c que es un detector que tiene como principal objetivo el identificar las partículas procedentes de estas pequeñas explosiones las que son analizadas, detectadas y evaluadas mediante el uso de los componentes del detector.

3.1 Algunos aceleradores de partículas:

Los aceleradores de partículas pueden ser lineales o circulares, dependiendo de los rangos energéticos que se deseen trabajar. Inicialmente, el estudio de las partículas se basaba en el conteo de partículas provenientes de los rayos cósmicos. A mediados de 1953 esta investigación comenzó a avanzar y ya no era sólo registro de partículas provenientes de estos rayos, sino que ya se podían obtener partículas dentro de los aceleradores (partículas cargadas dentro de campos electromagnéticos).

3.1.1 El Ciclotrón

Esta máquina consiste de dos electrodos semicirculares en forma de D (llamados “des”) separados por un cierto espacio entre ellos (figura 3-1).

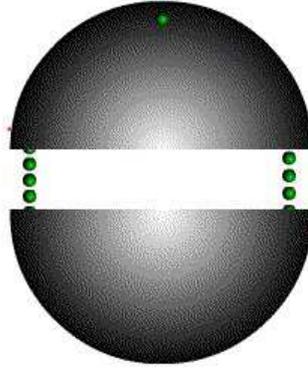


Figura 3-1: “Ds” para el ciclotrón. Tomada de: soko.com.ar/fisica/cuantica/aceleradores

Entre ambos electrodos se aplica una diferencia de potencial oscilante que cambia periódicamente. Todo el dispositivo está sometido a un campo magnético con el fin de desviar la trayectoria de las partículas a lo largo de las trayectorias circulares y poder medir su momento (P). Un protón es atraído por la cara con carga negativa, atravesando la separación entre las dos placas. En este proceso la partícula adquiere energía. En el momento en que el protón recorre esta trayectoria, el potencial entre la separación cambia de polaridad, de manera que cuando la partícula llega nuevamente al borde es acelerada de manera que atraviesa nuevamente la separación entre “des”, repitiéndose el proceso muchas veces. Cuando la partícula va siendo acelerada se va acercando a las paredes del anillo, logrando así formar un haz con mucha energía que será usado como conjunto de partículas para producir la colisión.

Ernest O. Lawrence en el año 1929, teniendo en cuenta que toda partícula cargada se desvía por la acción de un campo magnético, desarrolló la idea del primer acelerador de partículas. Si una partícula de carga eléctrica q y velocidad v se encuentra dentro de un campo magnético B , la partícula describe una circunferencia de radio R debido a la fuerza centrípeta ($F = mv^2/R$) [7]. La fuerza magnética $\vec{F} = q\vec{v} \times \vec{B}$ tiene un valor máximo cuando la fuerza actúa perpendicularmente al plano entre \mathbf{B} y la velocidad \mathbf{v} ($F = qvB \text{ sen}\theta$). Igualando las expresiones para la fuerza ejercida sobre la partícula se obtiene la expresión para el radio de la circunferencia descrito por la partícula:

$$R = \frac{mv^2}{qvB} = \frac{m}{q} \frac{v}{B}, \quad (3.1)$$

indicando que los radios de giro son directamente proporcionales a la velocidad que lleva la partícula y por tanto entre más grande sea el radio, más grande será la velocidad que adquiere la partícula. Estas órbitas circulares se conocen como *órbitas ciclotrónicas* [7]. Si la partícula se encuentra en la órbita (1) en la figura 3-2, esta

se mueve con velocidad v_1 . Como la órbita es circular, la distancia recorrida por la partícula es $2\pi R_1$ y si T es el periodo entonces $2\pi R_1 = v_1 T$. Sustituyendo la velocidad v_1 de la ecuación 3.1 tenemos:

$$T = \frac{2\pi m}{Bq}. \quad (3.2)$$

De esta manera se calcula el tiempo necesario para que la partícula de una vuelta completa, que solo dependerá del campo magnético, de la carga y la masa de la partícula, no de la velocidad con que la partícula se mueve. La energía que la partícula puede llegar a tener se puede suministrar lentamente. Esto se puede lograr imprimiéndole diferencias de potencial en distintos lugares del acelerador, de forma que la partícula va adquiriendo mayor velocidad y por tanto la cantidad de energía cinética aumentará.

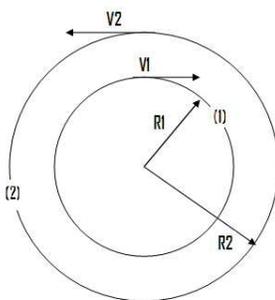


Figura 3-2: Órbitas ciclotrónicas

Aunque el acelerador de Lawrence presenta una buena solución para el trabajo con partículas altamente energéticas, existen limitaciones en el funcionamiento del ciclotrón, cuando una partícula se mueve a velocidades próximas de la luz, se hacen evidentes los efectos relativistas relacionados con el tiempo, este problema limita el rango de energía de las partículas en el haz, ya que la velocidad de una partícula dentro del acelerador posee una relación proporcional inversa con la masa y esto se debe a que el acelerador fue diseñado para contener partículas cada vez más rápidas con un único campo magnético constante. El ciclotrón de mayor tamaño es el *Fasotrón* de 6 metros de longitud y se encuentra ubicado en el Instituto Conjunto de Investigación Nuclear de Dubna, en Rusia; acelera los protones hasta más de 700 MeV y tiene unos imanes que pesan unas 7.000 toneladas. El ciclotrón más potente del mundo (K1200) empezó a funcionar en 1988, en el National Superconducting Cyclotron Laboratory de la Universidad Estatal de Michigan (Estados Unidos). Este aparato es capaz de acelerar núcleos hasta una energía cercana a los 8 GeV.

3.2 Acelerador Cornell Electron Storage Ring (CESR):

El acelerador CESR es un acelerador cuyo principal fin es hacer colisionar electrones (e^-) y positrones (e^+). Se ubica en la Universidad de Cornell (Ithaca, New York), y fué construido en 1979. La colisión, medida en el centro de masa, tiene un rango de energía de 3 a 11 GeV. Este acelerador tiene un perímetro de 768.43 m (Ver figura 3-3).

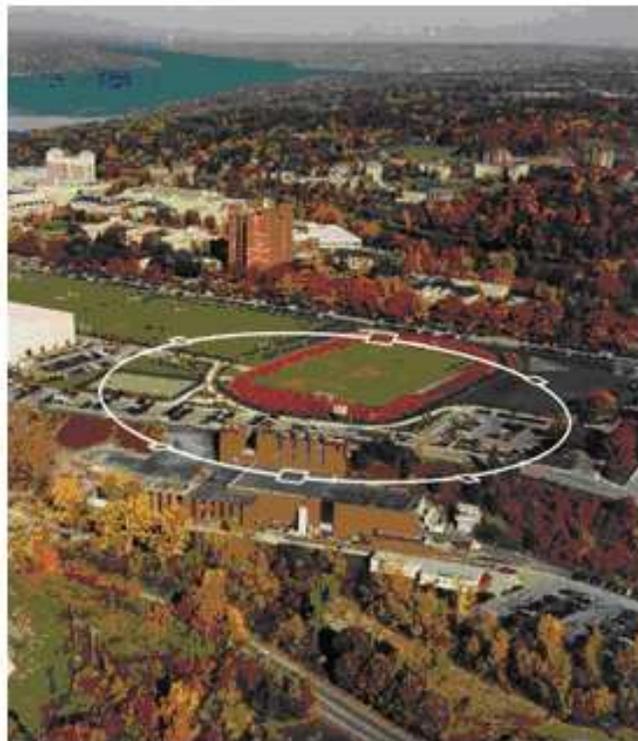


Figura 3-3: Ubicación del acelerador CESR en la Universidad de Cornell. Tomada de www.lns.cornell.edu

Una visión más puntual del acelerador y sus principales componentes se muestra en la figura 3-4, donde aparece el acelerador lineal (Linac), el sincrotrón (“synchrotron”), el anillo de almacenamiento (“storage ring”), y los controles este y oeste que estudian la radiación del sincrotrón, en el “Cornell High Energy Synchrotron Source” (CHESS) [8].

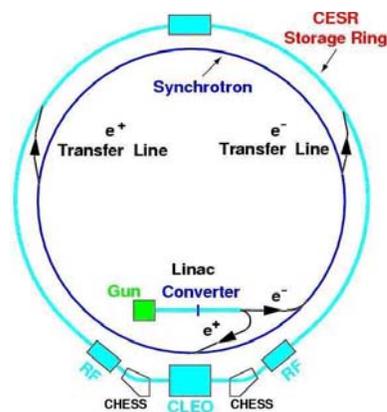


Figura 3-4: Componentes del CESR. Tomada de: www.lns.cornell.edu/Research/AP/CESR

3.2.1 El Síncrotrón

En 1945, el físico soviético Vladímir Y. Veksler y el físico estadounidense Edwin M. McMillan sugirieron una solución al problema de la relatividad especial presentado con el ciclotrón, desarrollaron un nuevo acelerador llamado *síncrotrón* ó *ciclotrón* de frecuencia modulada. La fotografía de este tipo de acelerador se muestra la figura 3-5.

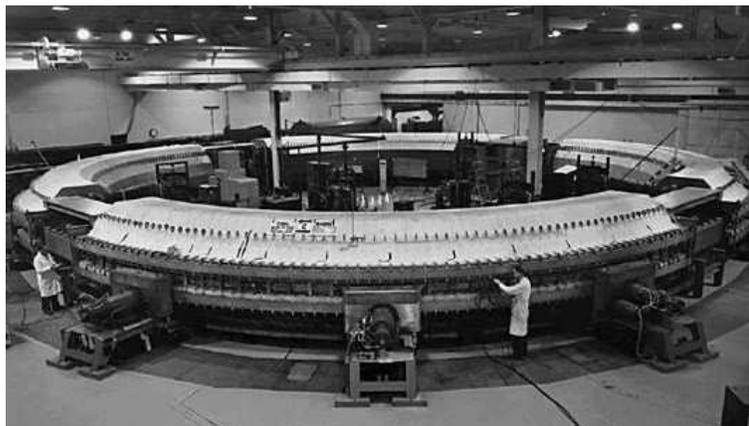


Figura 3-5: Síncrotrón. Tomada de: soko.com.ar/fisica/cuantica/aceleradores

En este acelerador (figura 3-5) se incrementa el campo magnético a medida que la partícula adquiere más energía. Este instrumento consta de una serie de electroimanes en forma de anillo toroidal hueco y de cavidades aceleradoras donde se aplican fuerzas para acelerar las partículas. El campo magnético se ajusta de manera que una partícula dada se mueve en una circunferencia cuyo radio coincide con el anillo, si la partícula se acelera, con la misma descripción del ciclotrón, indica que la partícula ascenderá a una órbita de mayor radio. Si no se hace nada para frenarla, la partícula chocará contra la pared de la máquina y se perderá. Si se aumenta la magnitud del campo magnético cada vez que la partícula gira y se desplace hacia las paredes exteriores del acelerador la partícula se trasladará a una órbita de menor radio debido al incremento del campo magnético, de modo que si se ajusta la aceleración que se le imparte a la partícula y la intensidad de los imanes se conseguirá que los dos efectos se compensen y que la partícula continúe moviéndose dentro del anillo, a pesar que posea mayor energía.

A diferencia del ciclotrón, que suministra un haz continuo de partículas aceleradas, el Síncrotrón acelera un grupo de partículas siguiendo el ciclo descrito anteriormente siguiendo varias veces el proceso para cada grupo de partículas, suministrando un incremento en la aceleración en breves ráfagas para compensar las altas energías que se obtienen en el proceso.

En el síncrotrón se hace variar el campo magnético para mantener la trayectoria de las partículas constante, es decir, el radio no varía demasiado. En la figura 3-4, se observa que el acelerador lineal se conecta al síncrotrón de forma que a éste llega un haz de electrones (con 300 MeV de energía) y un haz de positrones (con 150 a 200 MeV de energía), posteriormente dentro del síncrotrón comenzarán a moverse en sus respectivas trayectorias hasta que alcancen el valor de energía que puede almacenarse en el CESR (normalmente es de 5 GeV).



Figura 3-6: Diagrama de la ubicación del sincrotrón en el CESR. Tomada de la pagina del experimento CESR

El anillo circular está colocado al vacío. Dentro de este anillo las partículas siguen una trayectoria circular debido a que alrededor de éste se ubican 193 electroimanes cada 3 metros. Dentro del cilindro la fuerza magnética se incrementa debido a que las bobinas evidencian una corriente alterna de 500 mA y una frecuencia de 60 Hz que varían cada vez que la partícula la atraviesa. El proceso de recorrido dentro del anillo se repite 60 veces por segundo en un intervalo de tiempo de cerca de 10 minutos, que es equivalente a 40000 revoluciones por cada 5 GeV (que corresponde al valor máximo de energía dentro del cilindro). Como las partículas que llegan al sincrotrón son aceleradas y son positrones (partícula positiva) y electrones (partícula negativa), entonces tendrán trayectorias contrarias. En este caso los positrones giran en sentido horario y los electrones giran en sentido anti-horario. Es importante señalar que cuando estas partículas alcanzan la energía total del acelerador están viajando a un 99.999995% de la velocidad de la luz. (El primer sincrotrón que rompió la barrera del GeV se construyó en el Nacional Brookhaven Laboratory en Long Island, New York.)

3.2.2 Acelerador Lineal (Linac)

El Sincrotrón es una máquina construida para acelerar protones hasta alcanzar altas energías, pero para los electrones presenta una limitación fundamental y es que cualquier carga eléctrica acelerada emite radiación. Al ser estos bastante ligeros, los electrones irradian mucho más que las partículas pesadas como los protones. El resplandor azulado que puede verse en los aceleradores de electrones es el resultado de esta radiación llamada radiación de sincrotrón. Así, para los electrones, el límite en que se pierde toda la energía ganada se produce aproximadamente a 10 GeV .

Para solucionar este inconveniente, en 1924, el físico sueco Gustaf Ising, utilizó dispositivos en los que los electrones se aceleran en línea recta, *aceleradores lineales* o *linacs*. La sección transversal de un acelerador lineal se trata de un tubo hueco de gran longitud, dividido en intervalos por anillos que forman compartimientos separados [7], el tubo y los anillos están hechos de un material conductor, como el cobre y cada compartimiento tiene su fuente de energía independiente que crea un campo eléctrico.

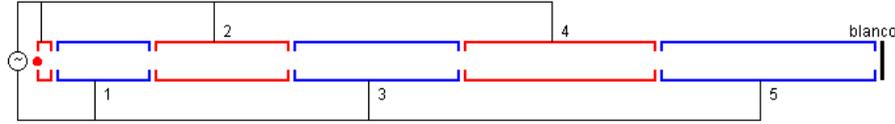


Figura 3-7: Sección transversal del Acelerador Lineal

En la figura 3-7, se muestra que los anillos, identificados como rectángulos numerados, están conectados entre sí, de manera que se puede aplicar una diferencia de potencial oscilante entre los dos grupos de sección del tubo (anillos 2 y 4 y anillos 1,3 y 5) .

Cuando una partícula está en fase con el potencial oscilante y pasa de una porción de longitud L_n a otra, cumple la condición que $L_n = L_1\sqrt{n}$, donde L_n es la longitud de la n-esima sección. Como los tubos tienen longitud distinta, entonces se estudia el comportamiento de la partícula por etapas como se muestra en la figura 3-8, donde se tienen dos tubos cuya diferencia de potencial es $2V_0$.

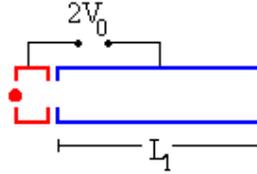


Figura 3-8: Primera etapa del Acelerador Lineal

el tiempo que gasta la partícula en recorrer el tubo de longitud L_1 , con carga q y masa m , es

$$\frac{1}{2}mv_1^2 = 2qV_0 \quad (3.3)$$

$$t_1 = \frac{L_1}{2} \sqrt{\frac{m}{qV_0}}, \quad (3.4)$$

donde t_1 es el tiempo que tarda la partícula en recorrer el tubo de longitud L_1 . Al aumentar la velocidad de los electrones, aumenta también la velocidad de la onda donde adquieren la máxima aceleración.

Para el siguiente tramo de sección del tubo (figura 3-9(a)), el potencial cambia de polaridad, y nuevamente la partícula se acelera de manera que ahora adquiere una energía de $2qV_0$ adicional, y por tanto:

$$\frac{1}{2}mv_2^2 = 4qV_0 \quad (3.5)$$

$$t_2 = \frac{L_2}{2} \sqrt{\frac{m}{2qV_0}}. \quad (3.6)$$

Y para este tramo si se desea que los valores de t_1 sean iguales a los valores de t_2 , entonces la longitud del segundo tramo debe ser $L_2 = L_1\sqrt{2}$.

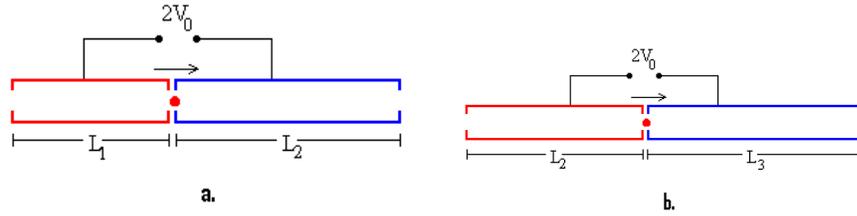


Figura 3-9: Segunda (a) y tercera (b) etapa del Acelerador Lineal

Luego de salir del segundo tubo y entrar al tercero (figura 3-9(b)), el potencial nuevamente cambia la polaridad, por tanto de nuevo la partícula recibe una energía de $2qV_0$ adicionales, quedando que la energía para ese tramo es

$$\frac{1}{2}mv_3^2 = 6qV_0 \quad (3.7)$$

$$t_{2-3} = \frac{L_3}{2} \sqrt{\frac{m}{3qV_0}}. \quad (3.8)$$

A partir de las relaciones obtenidas en 3.4, 3.6, 3.8 y en general cuando la partícula pasa de un tubo de $n - l$ longitud al tubo n , la energía es de la forma.

$$E = n2qV_0 \quad (3.9)$$

$$L_n = L_1\sqrt{n}. \quad (3.10)$$

El centro para la investigación de aceleradores lineales se encuentra en la Universidad de Stanford, cerca de San Francisco (USA). El 21 de Mayo de 1966 se hizo pasar el primer haz de electrones a través de un acelerador lineal de 3,2 Km de largo, perteneciente al Stanford Linear Accelerator Center (SLAC), donde se producen electrones de 20 GeV y ha sido la fuente de electrones empleada en algunos de los importantes descubrimientos de los constituyentes de la materia [7].

Dentro del CESR se utiliza un acelerador lineal que tiene una longitud de 30.5 m. Este acelerador está compuesto por filamentos de tungsteno que se calientan hasta que emite un haz de partículas cargadas que son aceleradas haciendo uso de campos electromagnéticos que pueden alcanzar una energía de 300 MeV. En la parte central de este acelerador se producen positrones y fotones. Luego de que un haz de electrones alcance 140 MeV de energía y choque con una placa de tungsteno, en las regiones restantes del acelerador se recolectan los positrones que son acelerados hasta alcanzar una energía final de 400 MeV usando el principio físico evaluado en la sección 2.1.1. En la figura 3-10 se muestra la ubicación y forma de este acelerador.

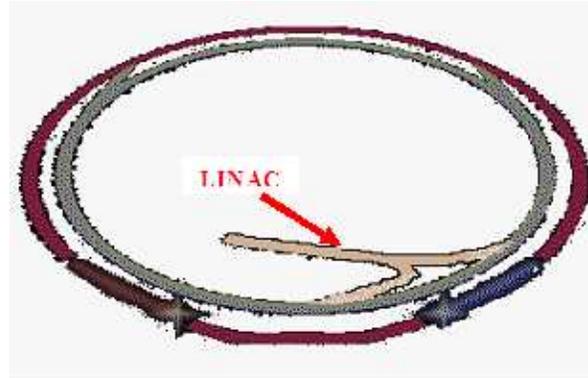


Figura 3-10: Ubicación del Linac en el CESR. Tomada de: www.lns.cornell.edu/Research/AP/CESR

3.2.3 Anillos de Almacenamiento

Este dispositivo consiste en una serie de electroimanes colocados en forma de anillo como muestra la figura 3-11. Tiene un diseño muy parecido al sincrotón pero en este caso no existe una cavidad aceleradora. Para iniciar el proceso, se introducen en el anillo grupos de partículas aceleradas y se ajusta el campo magnético de forma que las partículas giren constantemente en el interior del anillo, la operación dura aproximadamente treinta minutos. Luego de este proceso, los grupos de partículas llegan al punto donde colisionan.

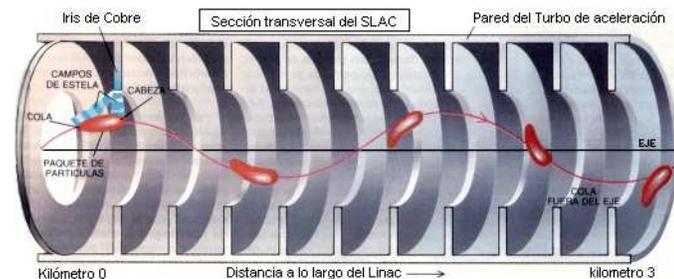


Figura 3-11: Anillos de almacenamiento. Tomada de: soko.com.ar/fisica/cuantica/aceleradores

Existen anillos de almacenamiento para distintas partículas: protones, electrones (e^-) y positrones (e^+). Este acelerador está ubicado en la parte exterior del CESR. (figura 3-12).



Figura 3-12: Ubicación del anillo de almacenamiento en el CESR. Tomada de: www.lns.cornell.edu

El objetivo principal del anillo de almacenamiento es mantener los electrones y positrones moviéndose con un valor de energía específica antes que ocurra la colisión. Esto se logra mediante cuatro cavidades de radiofrecuencia (figura 3-13) que operan a 500 MHz, las cuales suministran una energía adicional para estabilizar la trayectoria de las partículas.



Figura 3-13: Cavidades de radiofrecuencia. Tomada de: soko.com.ar/fisica/cuantica/aceleradores

Para evitar cualquier alteración en la trayectoria, antes de que los haces entren al detector se ubican dipolos que aceleren el haz. Posteriormente el haz es "dividido" dejando así un haz de positrones y un haz de electrones que viajan en órbitas dentro del anillo de almacenamiento en sentidos opuestos formando 9 paquetes llamados "trains" (formado por 5 "bunches") de tal forma que cuando llega el momento de la colisión se garantiza que chocan los paquetes de electrones con positrones en un orden específico. Para que los eventos sean medidos en el momento en que se produce la colisión se debe evitar sucesos instantáneos o que se pierda alguna lectura. Para evitar esto se deja un tiempo de separación entre cada paquete de electrones de 4 ns. Adicionalmente a esto se instalan separadores de manera que cada haz tenga su trayectoria separada del otro. Estos separadores reciben el nombre de "pretzel", (figura 3-14) y son construidos de manera que no haya colisión de los haces.

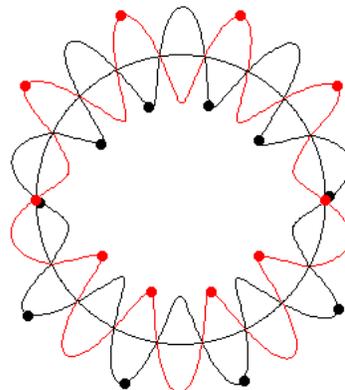


Figura 3-14: Órbitas "Pretzel". Tomada de: www.lns.cornell.edu/USPAS/pretzel

El límite de aceleración se da debido a que las altas velocidades producen una radiación de sincrotrón y la magnitud de esta radiación depende de la velocidad

máxima que pueden alcanzar, por que el límite establecido como máximo para la velocidad se produce cuando la radiación de sincrotrón emitida es igual a la energía con que se aceleran las partículas en el LINAC (energía que acelera las partículas inicialmente).

3.3 “Cornell High Energy Synchrotron Source (CHESS)”

La Fuente Sincrotrónica de Alta Energía es una fuente de rayos X de alta energía y de alta intensidad. Este laboratorio provee facilidades de radiación sincrotrónica para el uso de investigaciones científicas multidisciplinarias con un enfoque particular en los estudios de proteínas cristalográficas bajo el auspicio del Instituto Nacional de la Salud (NIH). El CHESS fue construido entre 1878 y 1980 como una facilidad sincrotrónica de rayos X unida al programa de física de altas energías del Anillo de Almacenamiento de Electrones de la Universidad de Cornell y produce electrones con una energía de 5.5 GeV. Originalmente el laboratorio del CHESS oeste incluía 3 líneas de rayos instrumentados con 6 estaciones experimentales independientes. Fue construido durante 1988 y 1989 añadiendo 2 líneas de rayos y 4 estaciones experimentales y tiene una facilidad de riesgo biológico de nivel BL3 construida con fondos NIH. En 1999 se comenzó la construcción de facilidades para proveer una nueva línea de rayos y 3 estaciones experimentales adicionales. Esta estación fue construida en 2002 y comisionada para aprovechar las capacidades de manipular gases tóxicos extensivos con el propósito de avanzar en el proyecto de hacer cristales usando gases mezclados.

3.4 Detector CLEO-c

CLEO-c es un programa dedicado al estudio de la física del quark “charm” en el anillo de almacenamiento de electrones (CESR). Las mediciones de los mesones D y D_s desintegrándose a estados finales leptónicos y semileptónicos presenta una evaluación de las técnicas que ofrece QCD para calcular procesos con quarks. También se miden razones de producción hadrónicas de estos mesones D [9].

3.4.1 Características

Este detector esta construido con capas distribuidas en forma de cebolla, es decir cada parte del detector esta distribuida en forma de capas con un propósito de detección definido. En el centro del detector se encuentra la sección donde se produce la interacción primaria. El detector CLEO-c tiene 6 m de largo y pesa aproximadamente 1000 toneladas de hierro, además esta provisto de 150000 canales para detección y posterior análisis. Con el fin de mantener a las partículas dentro del tubo del acelerador se utiliza un campo magnético de 1.5 T producido por un imán superconductor que se encuentra a una temperatura de aproximadamente $-273.3^{\circ}C$.

Las partículas producidas después de la colisión, las trayectorias (radios de curvatura), energías, momentum y cargas de nuevas partículas generadas en el proceso de colisión (e^+ , π^{\pm} , K^{\pm} , protones, partículas neutras γ , ν , etc) son detectados a partir de la pérdida de energía dE/dx , radiación de cherenkov, calorimetria, etc.

El detector CLEO-c (figura 3-15), esta compuesto de una cámara de rastreo (*Central Drift Chambers*), Calorímetros (*Barrel crystal*), dispositivo de determinación del tiempo de vuelo (TOF), bobinas magnéticas y una cámara de muones (*Muon chambers*).

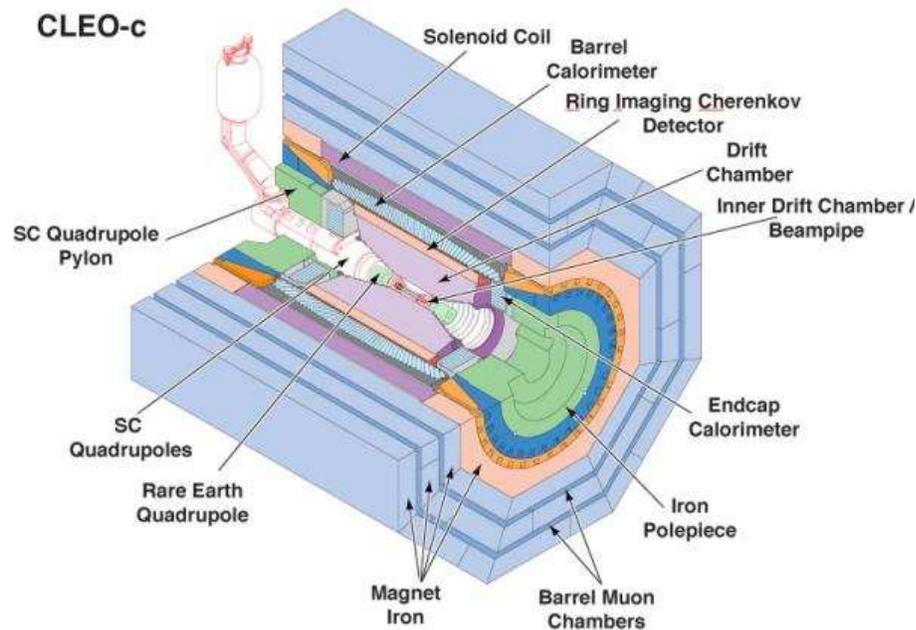


Figura 3–15: Esquema del detector CLEO-c. Tomada de: www.lns.cornell.edu/Reseach/EEP/CLEO

La región de interacción de las partículas consta de una sección especial construida en berilio (“Beampipe” en la figura 3–15). El resto de esta región del tubo sirve de guía eléctrica para el haz. Con el fin de reducir la dispersión que afecta la lectura de los decaimientos los otros tubos se construyen con berilio de distinta densidad. En el detector CLEO-c, el radio interior del tubo en esta región es 1.875 cm y tiene 1 mm de espesor y cuenta con una pared doble para permitir el flujo de un fluido que controla el calor que se genera debido a la radiación dentro de la región donde se produce la interacción.

3.5 De CLEO III a CLEO-c

CLEO-c es una versión actualizada del detector CLEO III. Fue diseñado para estudiar las resonancias del quark “charm” ($c\bar{c}$) a diferencia del detector CLEO III que fue diseñado para estudiar la física del quark “bottom” ($b\bar{b}$). Para lograr tal fin se realizaron dos modificaciones principales, la primera se hizo en el acelerador y otra a nivel del detector. Se requirió hacer modificaciones para poder trabajar con bajas energías y por tanto se anexaron 18 m de electroimanes para mantener el haz colimado.

El principal cambio en el detector fue instalar una cámara de trayectoria interna reemplazando el “silicon vertex” del detector CLEO III, adicionalmente el campo del solenoide se disminuyó a 1.5 T con el fin de mejorar la resolución de momentum y de esa manera estudiar los decaimientos de las partículas resultantes del espectro del charm.

Al tener una simetría cilíndrica los detectores tienen una cobertura de 93% del ángulo sólido para la identificación de partículas ya sean cargadas o neutras, los componentes más importantes de este detector y que son usados para el análisis son: la cámara de trayectoria, el anillo de imagen Cerenkov (RICH) y el calorímetro. Estos dispositivos son comunes a ambos detectores [8].

3.5.1 El Sistema rastreador

Esta parte del detector se construye de forma que no impida el paso de las partículas y que garantice la resolución de detección de 100 partículas por colisión con una precisión de $\frac{1}{10000}$ de milímetro en el punto de interacción y un milímetro en la zona externa del detector. Este sistema se compone de dos cámaras:

- **ZD** es la cámara interna (figura 3-16), tiene 6 capas radiales con 1300 espiras, con un rango de 5 a 11 cm desde el punto de interacción, por lo que produce mayor precisión en la determinación de la posición de la partícula debido a la cercanía con el punto donde se produce la colisión [8].



Figura 3-16: Esquema de la cámara zd. Tomada de: www.lns.cornell.edu

- **“Central Detector Drift Chambers”** figura 3-17, determina las trayectorias de las partículas cargadas en una región cercana a la colisión y posteriormente permite realizar el cálculo de los momentos lineales. Es un cilindro hueco de dimensiones 17.5 cm en su radio interno y 95 cm en su radio externo y está lleno de una mezcla de gas argon/etano. Con esta parte del detector se puede identificar la posición en la que están las partículas cargadas al momento de ser detectadas.

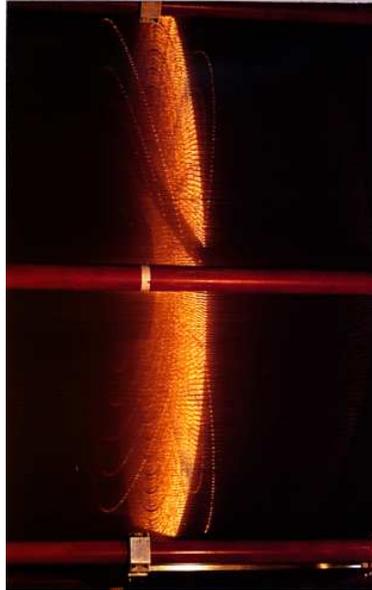


Figura 3-17: Esquema del central detector drift chambers. Tomada de: www.lns.cornell.edu/public/labinfo

La función de estas cámaras es medir la posición de las partículas cargadas a lo largo de la trayectoria y con distancias establecidas respecto al punto de interacción, estas cámaras se encuentran selladas y en su interior contienen una mezcla homogénea de Helio - Propano. En los extremos finales (tapas) de estas cámaras se colocan bobinas para intensificar el campo magnético.

3.5.2 Anillo de Imagen cherenkov(RICH)

El detector “Ring Imaging cherenkov”, figura 3-18 se usa para identificar las partículas y permite discriminar la clase de partícula. Permite identificar partículas tales como piones y kaones. Es sensitivo a “ondas de choque”, ondas de luz que se generan cuando las partículas se mueven mucho más rápido que la luz en el material. Es un subdetector que le sigue al “central drift chamber” y la distancia radial que cubre es de 82 a 101 cm.

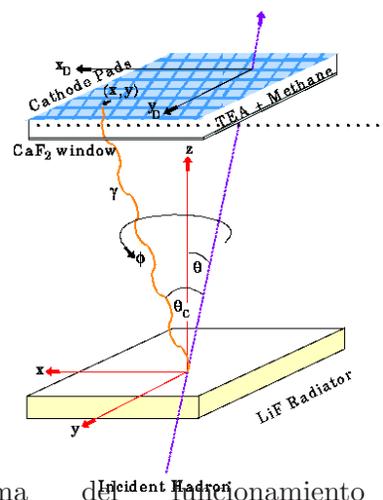


Figura 3-18: Esquema del funcionamiento del RICH. Tomada de: www2.slac.stanford.edu/vvc/detectors/cherenkov

El funcionamiento de este sub-detector se basa en el principio que lleva su mismo nombre, el efecto cherenkov, si una partícula cargada viaja en un medio a mayor velocidad que la de la luz, entonces ésta emitirá una radiación característica y esta radiación se le llama radiación o fotones de Cherenkov. Este fenómeno es análogo a una onda de choque de sonido, la cual se produce cuando un avión viaja mucho más rápido que la velocidad del sonido en el aire.

Los fotones emitidos siguen una trayectoria cónica y chocan con un detector de fotones cuyo centro se encuentra alineado con la trayectoria de la partícula, de tal forma que al chocar forman un anillo sobre el plato del detector, como se ilustra en la figura 3-19.

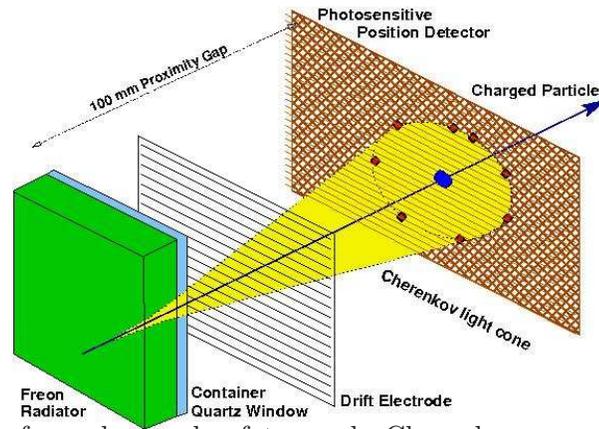


Figura 3-19: Ángulo formado por los fotones de Cherenkov. Tomada de JLabRichpage Hypernuclear Experiment

Por la medida del radio del anillo se puede calcular la velocidad de la partícula y también determinar de que clase de partícula se trata. Cuando la partícula atraviesa un contenedor de gas ionizado irradia una luz ultravioleta en un patrón en forma de cono, las partículas llegan a otra pared que está llena una mezcla gaseosa que absorbe una cantidad de luz permitiendo solamente el paso de una sección en forma de anillo. Las velocidades están relacionadas con el radio del anillo que puede ser medido directamente, una vez se conoce el valor de la velocidad y el valor del momento de la partícula se puede obtener el valor de la masa y así clasificar el tipo de partícula.

El ángulo que forma el cono con la trayectoria de la partícula se conoce como ángulo de Cherenkov y está definido en términos de la velocidad de la partícula,

$$\cos\theta = \frac{1}{\beta n},$$

donde β es la velocidad de la partícula en unidades de c y n es el índice de refracción del medio. Esta expresión se puede escribir en términos del momentum y la masa de la partícula;

$$\cos\theta = \frac{1}{n} \sqrt{1 + \frac{m^2}{p^2}},$$

es decir que conociendo el ángulo θ y el momentum \mathbf{p} , podemos identificar el tipo de partícula que cruzó el detector [10].

3.5.3 Sistema de identificación de Hadrones

El drift chamber y el RICH se complementan el uno al otro brindándole una excelente fuente de identificación de hadrones dentro del rango de momentum (700 MeV/c hasta 1 GeV/c). Las medidas de ionización específica en el drift chamber da una separación aceptable para momentos pequeños y el detector RICH separa los hadrones que tiene un valor alto de momentum, de modo que complementan la identificación de partículas en todo el rango [8].

Para identificar correctamente las partículas cargadas, también se considera la medida de la ionización específica (dE/dx) la cual es detectada principalmente en el momento en que la partícula cargada atraviesa la cámara que esta llena de un gas compuesto. La distribución de carga se mide de acuerdo a una distribución no gaussiana. Cuando se obtiene la gráfica se procede a calcular el ancho del pulso para cada trayectoria descartando las distribuciones, de manera que se elige 5% para valores más bajos y 25% para los valores más altos, de forma que el 70% restante es promediado para obtener las medidas de la razón (dE/dx) correspondientes a la data obtenida.

En el detector de CLEO-III se utiliza una combinación de gases $He : C_3H_8$, en una proporción de 60 a 40 para cada gas de modo que se aumentan los efectos de saturación en el gas, aunque se aumento el valor esto no afecta la resolución del experimento. Para el proceso de calibración, el cálculo de dE , se usan las correcciones de la calibración empírica, debidas al campo magnético y efectos de detección, de esta forma se garantiza que el gas se distribuye por el alambre y así se realiza la lectura correspondiente, además de esta corrección, se debe corregir el efecto causado por el apantallamiento de las cargas debido a la densidad lineal a lo largo del alambre, por lo que se hace necesario utilizar la corrección del coseno que relaciona la detección de las partículas cargadas con la inclinación con que se aproximan al detector. Para la calibración de dx , se escala cada carga mediante la medida del valor de $\sin\theta$ y también se normaliza geoméricamente mediante la proyección de la trayectoria en el espacio $r - \phi$ de la celda de acumulación de partículas cargadas.

3.6 Calorímetros

El **calorímetro de cristal** es usado para la identificación de electrones y fotones. Se compone de 7800 centelladores de cristal de yoduro de cesio (CsI), cada centellador mide cerca de 25 cm^2 de superficie por 30 cm de longitud, y siempre se ubican cercanos al vértice de interacción, cubriendo un 71% del ángulo sólido. Cuando los electrones, positrones y fotones pasan a través de los cristales producen cascadas de partículas secundarias cargadas las cuales tiene la propiedad de emitir luz, aprovechado esta característica, esa emisión de luz se recibe en el centellador y se amplifican y digitalizan las señales para ser posteriormente analizadas por un computador.

Existen calorímetros electromagnéticos y hadrónicos. La tabla 3-1 ilustra la diferencia entre sus propiedades [11]. La diferencia principal entre ellos es el tipo de partículas que se logran identificar. Los calorímetros electromagnéticos detectan

partículas cargadas, mientras que los calorímetros hadrónicos permiten detectar partículas más pesadas.

Tabla 3–1: Propiedades de los calorímetros Electromagnético y Hadrónico

Característica	Calorímetro Electromagnético	Calorímetro Hadrónico
Detecta	Electrones, Positrones, Fotones	Hadrones (protones, neutrones, piones)
Mide energías	Partículas menos penetrantes	Partículas más penetrantes
Interacción detectada	Electromagnética	Fuerte
	Permite reconstruir trayectorias con los depósitos de energía y la información de la cámara de rastreo	Utiliza los mismos métodos, pero con un material más denso para frenar las partículas que lleguen hasta el.

3.6.1 Campos magnéticos (“magnetic coil”)

Genera un campo magnético paralelo al “beam” (rayo). El campo causa que las partículas cargadas curven su trayectoria. El grado de curvatura es usado para determinar el momentum de la partícula y la dirección de la curvatura es una medida del signo de la carga eléctrica de la partícula (positiva o negativa). La intensidad del campo magnético dentro del detector CLEO-c es de 1.5 T y su diámetro interno de 2.9 m.

3.6.2 Cámara de muones

El detector de muones es la parte más externa del detector. Su principal objetivo es registrar las trayectorias de los muones, tienen su propio campo magnético con el que es posible calcular también los momentos de estas partículas, en la mayoría de los casos pueden estar hechos a base de placas de acero macizo. Debido a la característica que los muones son partículas que interaccionan poco con la materia, serán capaces de penetrar todos los detectores que componen el detector CLEO-c. Además los muones (μ) no participan en la interacción fuerte y no son afectados por la interacción electromagnética como los electrones y los positrones por que su masa es unas doscientas veces mayor que la del electrón. El detector está compuesto de otro conjunto de cámaras de bobinas, que se ubican entre y en la parte trasera de las capas de hierro que absorben las partículas restantes.

3.7 Identificación de partículas

Cuando las partículas atraviesan el detector, la mayoría de las veces deja rastros en uno o en varios de sus componentes dependiendo del tipo de partícula que sea. Los detectores pueden medir energía, momentum, trayectorias, carga, hacer conteo del número de partículas generadas entre otras mediciones. En la figura 3–20 se

ilustra una sección de un detector donde se detectan partículas, tales dispositivos pueden variar de un detector a otro [10].

Sección de un detector mostrando las trayectorias de las partículas

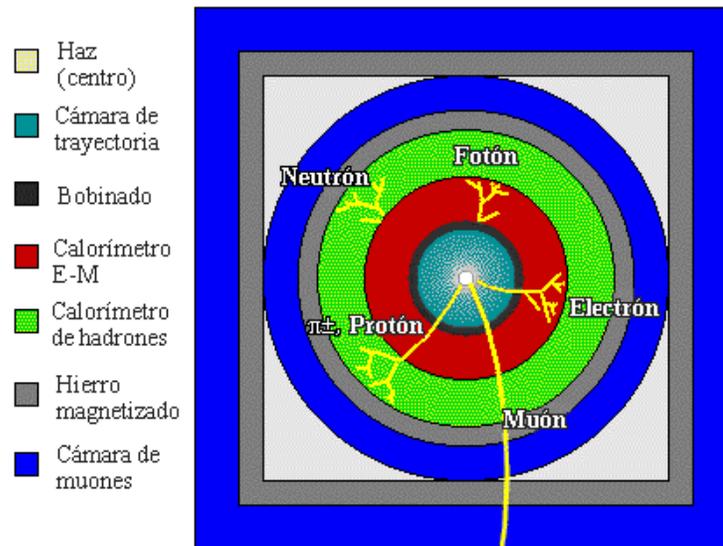


Figura 3-20: Dispositivos para la detección de una o más partículas.

En la figura 3-20 se ilustra el paso de los distintos tipos de partículas, según la traza que deje en cada una de las cámaras, las partículas se pueden clasificar como hadrones, fotones o muones dependiendo de el sector donde se deposite la energía. Por tanto, una partícula puede ser clasificada como fotón si deposita toda su energía en el sector del calorímetro electromagnético y no ha dejado traza en la cámara de trayectoria debido a que su carga eléctrica es cero. Al igual que el fotón, los electrones y positrones depositan su energía en el calorímetro electromagnético pero se diferencian por dejar rastro en la cámara de trayectoria. Para el caso de partículas hadrónicas como el pion o el protón se observa una traza en los calorímetros de trayectoria y electromagnético y aparece una señal en el calorímetro hadrónico indicando que las partículas se han desintegrado en esta sección del detector. Para el caso del neutrón solo se detecta una señal en el calorímetro de hadrones debido a que no tiene carga eléctrica y por tanto en los otros dos calorímetros no dejara rastro. Finalmente, si la partícula deja una traza en cada cámara y no deposita energía en ningún calorímetro sera identificada como muon por que este tipo de partículas penetran toda la materia.

3.8 Sistema de Adquisición de Datos (DAQ)

El hardware del sistema de adquisición de datos usado para los detectores CLEO-c y CLEO-III, esta diseñado de manera que puede aceptar datos con hasta 1 KHz. Los datos adquiridos se escriben en una cinta con una frecuencia de 300 Hz. Los eventos registrados tienen un tamaño de 25 Kb y tienen un rendimiento de 6 Mb lo que representa es que esta estructura de adquisición de datos será capaz de

manejar a alta velocidad la transmisión de datos para la reconstrucción del pico de J/ψ [12].

El sistema de adquisición de datos para CLEO consiste de dos sistemas, uno de ellos es el sistema encargado de la calidad de la data en el sistema de monitores y del desempeño del detector, mientras que el sistema de recolección de datos es el responsable de la transferencia de datos que provienen de los dispositivos electrónicos del detector y del acelerador. El primer sistema, permite visualizar los datos y transmitirlos en línea por el sistema de comunicación entre los monitores, permitiendo hacer un seguimiento del comportamiento de los componentes del detector [8]. Para garantizar el correcto funcionamiento que exige la selección de datos, se necesita conocer el valor de la sección transversal con la que trabaja el detector CLEO-c. Los principales parámetros para el sistema DAQ son una tasa de activación, un “tiempo muerto” aceptable para el detector y un buen promedio de tamaño del evento, por eso se necesita que estas cantidades no afecten el tiempo de la lectura y que la digitalización electrónica proveniente de los extremos finales del detector no sea limitada, así como proporcionar un ancho de banda razonable para una correcta transferencia de datos.

El tiempo de lectura se define como la señal de disparo y el proceso de digitalización final de módulos electrónicos, para cada caso es aceptable un determinado tiempo muerto. Por tanto, es conveniente conservar la lectura de tiempo lo más corto posible. El sistema del disparador tiene un tiempo promedio de lectura de 20-30 μs , y una tasa de disparo de 100 Hz que se traduciría en un tiempo muerto del detector menor de 3% lo que se considera aceptable.

Valores como tamaño del evento o la tasa de disparo y la escala para el ancho de banda para la transferencia de datos adquiridos están establecidos previamente a la toma de datos.

CAPÍTULO 4

ANÁLISIS Y RESULTADOS

La partícula $\psi(2S)$ en el experimento CLEO-c se produce en la colisión entre positrones (e^+) y electrones (e^-):

$$e^+ + e^- \rightarrow \psi(2S) \quad (4.1)$$

debido a que la cantidad de energía del centro de masa (\sqrt{s}) que se produce en esta colisión es equivalente a la masa de la partícula $\psi(2S)$, la cual es un sistema excitado formado por los quarks $c\bar{c}$ llamado *charmonium*.

Una vez producida la colisión, la partícula $\psi(2S)$ decae inmediatamente, por lo general en un modo hadrónico (97.85%), del cual por ejemplo, un 32.6 % de las veces decae de la forma $J/\psi + \pi^+\pi^-$, un 16.84 % en $J/\psi + \pi^0\pi^0$, etc.

Para el propósito del presente análisis se eligió el decaimiento de $\psi(2S)$:

$$\psi(2S) \rightarrow J/\psi + \pi^+\pi^-, \quad (4.2)$$

cuya composición del estado final, formado esencialmente de partículas cargadas toma ventaja de la excelente resolución del experimento CLEO-c en la detección y reconstrucción de trazas cargadas.

La partícula J/ψ para esta resonancia se estudió a través del decaimiento hadrónico:

$$J/\psi \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^0, \quad (4.3)$$

y se midió su razón de producción (branching ratio, BR) usando el decaimiento exclusivo de $\psi(2S) \rightarrow J/\psi + \pi^+\pi^-$, además se estudiaron sus estados asociados $\eta\phi$ y ωK^+K^- .

4.1 Obtención de datos:

Para obtener la mejor señal posible de J/ψ , se requirió reconstruir el evento completo, esto significa reconstruir todas las partículas del estado final, incluyendo los dos piones provenientes de la interacción principal, de manera que se realizó una selección exhaustiva de cortes para identificar estas partículas.

Los datos fueron colectados con el detector CLEO-c y CLEO-III. En el caso de CLEO-c se obtuvo dos conjuntos de datos, data32 y data42, los cuales fueron identificados como CLEO-c1 y CLEO-c2 respectivamente, para el caso de CLEO-III

se dividió en data 24, 26 y 28. En la tabla 4-1 se muestra un resumen de la data obtenida y sus principales características ¹.

Tabla 4-1: Características de la muestra de datos $\psi(2S)$

Cantidad	CLEOIII	CLEO-c-1	CLEO-c-2	Total
Dataset	24 - 26 28	32	42	5 Sets
Corridas	129257 - 129488 129897 - 130187 131594 - 131640	202485 - 202656	219739 - 220729	
$N_{\psi(2S)} \times 10^6$	1.56	1.44	24.45	27.45
$\sigma_{\psi(2S)}$	3%	3%	3%	3%
Luminosidad ($\gamma\gamma$) pb^{-1}	3	5	53.1	61.1
Incertidumbre en luminosidad	3.3%	2.16%	3.3%	2.96%

4.2 Selección de eventos:

Los eventos seleccionados que se consideraron, deben satisfacer las siguientes condiciones:

1. **Energía del Haz (E_{Beam}):** Se requirió que la energía medida del haz de electrones o positrones sea igual a 1.843 GeV, por tanto para la colisión $e^+ + e^-$, la energía en el centro de masa es equivalente a $\sqrt{S} = 2 \times 1.843 = 3.686$ GeV.
2. **Condiciones para trayectorias cargadas:**
 - a) El ángulo polar θ (medido respecto al eje de la colisión de e^+ y e^-) de la trayectoria reconstruida debe satisfacer que $|\cos\theta| < 0.93$, el cual corresponde a la aceptación de la cámara (“drift chamber”).
 - b) Tener una distancia perpendicular de aproximación menor que 5 mm a la región donde se produce la interacción primaria debido a que el J/ψ decae inmediatamente en el punto de la colisión.
 - c) Momento reconstruido de las partículas cargadas entre 0.04 MeV y 2 GeV, el cual corresponde a los límites inferior y superior del haz.
 - d) La relación entre número de hits y número de hits esperados en el “Drif Chamber” debe satisfacer:

$$\frac{\#Hits}{\#Hits\ esperados} > 50\%. \quad (4.4)$$

3. **Identificación de partículas cargadas:** El método “Likelihood” es un discriminante que permite estimar parámetros de distribución estadística, con su correspondiente error y de esta manera establecer las condiciones para que una partícula pueda ser considerada como kaon, pion, electrón o protón.

¹ tomado de la página de internet de la colaboración para el experimento CLEO. Cornell University. <http://wiki.lepp.cornell.edu/lepp/bin/view/CLEO/Private/RunMan/CLEORunPlan>

- a) **Rich:** Cuando las partículas pasan por el detector cherenkov, ionizan los átomos del gas que se encuentra en el interior de la cámara, cuando se produce esta interacción parte de la energía se deposita en el calorímetro de manera que a partir de rangos previamente establecidos se determina qué tipo de partícula atravesó el detector. Este corte se determinó usando la relación

$$RICH = \begin{cases} L_K - L_\pi < 0 & \text{Partícula identificada como Kaón,} \\ L_K - L_\pi > 0 & \text{Partícula identificada como Pión,} \end{cases} \quad (4.5)$$

donde L_K , L_π es la hipótesis de “likelihood” para que el track cargado sea identificado como kaon o pion respectivamente.

- b) **Pérdida de Energía (dE/dx)** detectada en la cámara de trayectoria (“*Drift Chamber*”). Para este corte se utilizó la desviación estándar de la señal de los kaones (σ_K) y de la señal de los piones (σ_π) que son algunas de las partículas que pasan por esta cámara. Este corte se describe de la forma:

$$dE/dx = \sigma_K^2 - \sigma_\pi^2. \quad (4.6)$$

- c) **Combinación de cortes:** Para la identificación de partículas se usó la suma de los cortes RICH y dE/dx :

$$RICH + dE/dx = \begin{cases} L_K - L_\pi + (\sigma_K^2 - \sigma_\pi^2) < 0 & \text{Para que sea Kaón,} \\ L_K - L_\pi + (\sigma_K^2 - \sigma_\pi^2) > 0 & \text{Para que sea Pión.} \end{cases} \quad (4.7)$$

Tanto los cortes del RICH como el corte dE/dx presentan confiabilidad para cierto rango de momento:

$$P = \begin{cases} < 700 \text{ MeV}; \begin{cases} dE/dx < 4\sigma & \text{Para kaones,} \\ dE/dx < 3\sigma & \text{Para piones.} \end{cases} \\ > 700 \text{ MeV}; (L_K - L_\pi) + (\sigma_K^2 - \sigma_\pi^2). \end{cases} \quad (4.8)$$

Además, para distinguir las trazas entre kaón o protón se usó la hipótesis:

$$(L_p - L_K) > -1 \quad (4.9)$$

donde, si la diferencia es mayor que -1 entonces la partícula es un kaón, de otra forma se considera que la partícula es un protón. Este corte se utilizó para remover el exceso de protones que son identificados como kaones que se encuentran presentes en la muestra.

4. **Selección de fotones:** Se han considerado hasta ahora los cortes para seleccionar partículas cargadas, pero si las partículas son neutras se deben considerar los cortes para fotones debido a que los piones (π^0) decaen a 2 fotones. Se utiliza el corte $PullMass < 3\sigma(0.11 - 0.16 \text{ GeV})$ ($PullMass$ corresponde a la masa normalizada de 2 fotones). Para esta selección, se requirió que:

- Los fotones tuvieron una energía mínima de 30 MeV y no tuvieron trayectorias cargas asociadas a sus cascadas.
- Las cascadas de los fotones no se traslapen entre si.

4.3 Resultados:

Se eligió como estado final el modo exclusivo $\psi(2S) \rightarrow J/\psi + \pi^+ \pi^-$ para estudiar el decaimiento hadrónico del J/ψ :

$$J/\psi \rightarrow K^+ K^- \pi^+ \pi^- \pi^0. \quad (4.10)$$

El análisis inició con la selección de eventos en el set de data32, en donde los productos finales fueron kaones (K^+, K^-), piones (π^+, π^-, π^0) y dos piones adicionales ($\pi^+ \pi^-$) provenientes del decaimiento del $\psi(2S)$. Para realizar este proceso se inició con la gráfica de masa reconstruida ($M_{(K^+ K^- \pi^+ \pi^- \pi^0) \pi^+ \pi^-}$) para la partícula $\psi(2S)$, región sombreada. La figura 4-1 (intervalo 3.60 - 3.76 GeV) fue usada para seleccionar los eventos de J/ψ a estudiar.

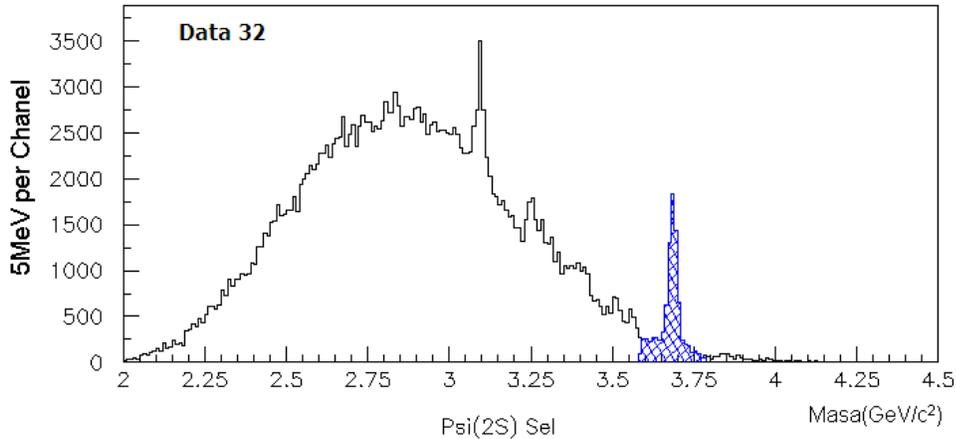


Figura 4-1: Histograma usado para la selección de J/ψ

Los resultados de data32 que fueron colectados con el detector CLEO-c se compararon con los resultados obtenidos en un análisis previo [11]. En los histogramas superpuestos de la figura 4-2 se muestran los resultados reportados en [11], rotulados con la palabra “Previo” (líneas punteadas), contrastados con la señal reconstruida para data32 (línea continua) rotulada con la palabra “Actual”. A partir de la comparación se encuentra que la data actual analizada para $\psi(2S)$ está en el rango esperado indicando que el método usado para el análisis permite reproducir el trabajo realizado anteriormente.

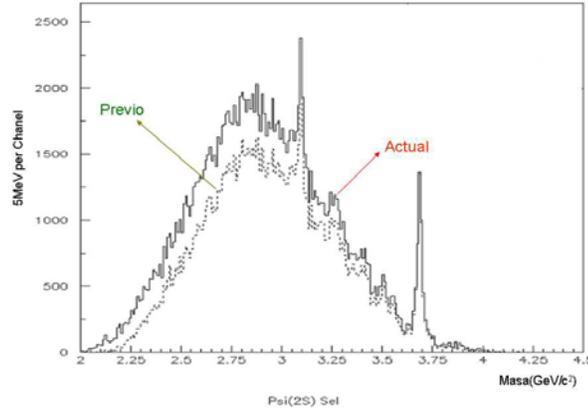


Figura 4-2: Histogramas comparativos de señal de $\psi(2S)$

4.3.1 RESULTADOS para CLEO-c1 y CLEO-c2 :

A continuación, se presentan los valores obtenidos para el modo exclusivo del decaimiento $J/\psi + \pi^+\pi^-$. A partir de la data colectada con el detector CLEO-c se reconstruye la señal para $\psi(2S)$ como se ilustra en la figura 4-2.

En análisis anteriores se trabajó únicamente con dataset32 esto debido a que al momento de realizar el análisis no se contaba con los eventos propios de dataset42, por tal motivo en este trabajo se presenta el análisis del decaimiento usando los datos para ambos dataset. Además se usan los datos obtenidos con data set42 para realizar el análisis de los modos $\eta\phi$, ωK^+K^- y el desarrollo preliminar del modo $\omega\phi$.

En física de altas energías es conveniente usar métodos estadísticos que permitan analizar gran cantidad de datos de forma eficiente y rápida. Para este análisis se usó el método de Monte Carlo con el fin de obtener la eficiencia de detección de la partícula J/ψ . Para generar eventos de Monte Carlo se usó el programa EvtGen y la cantidad de eventos generados para cada conjunto de datos (dataset 32 y dataset 42) fue de 20000 y 50000 eventos respectivamente.

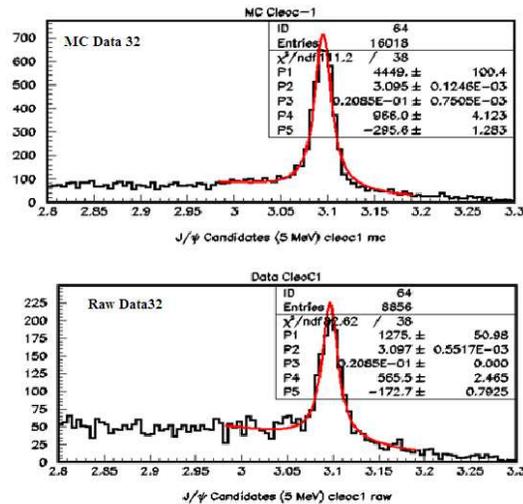


Figura 4-3: Histogramas para MC y Raw de la masa reconstruida de J/ψ para Data32.

En la figura 4-3, se muestran las señales obtenidas para dataset 32 (CLEO-c1) usando data de Monte Carlo (“MC data”) y “raw data”. En la figura 4-4, se presentan los ajustes realizados para la masa reconstruida de J/ψ usando los valores colectados para “MC data” y “raw data” para la señal del dataset 42. En el apéndice A se presenta el detalle de los histogramas junto con los parámetros obtenidos para data32 y data42 .

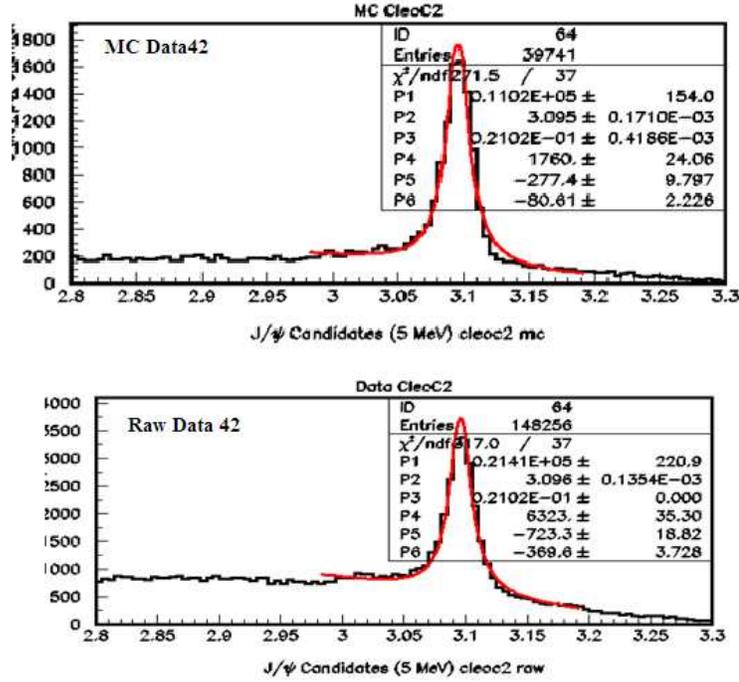


Figura 4-4: Histogramas para MC y Raw de la masa reconstruida de J/ψ para Data42.

El análisis consiste en determinar el número de eventos (“yield”, correspondiente al área bajo la curva de ajuste en la región de interés, en las gráficas 4-3 y 4-4). La masa reconstruida de la partícula J/ψ , que corresponde al pico máximo de la distribución y la desviación estándar (σ) de la distribución de la masa correspondiente al ancho del pico. Es necesario realizar un ajuste a la señal obtenida para la partícula y para lograrlo se utilizó una función con la que se consiguiera este objetivo, como se muestra en los histogramas 4-3 y 4-4. La función que mejor ajustó fue la *Breit - Wigner*² normalizada, con un polinomio de grado 2 para ajustar el background:

$$f_{BW} = \frac{P_1}{(x - P_2)^2 + (\frac{P_3}{2})^2} \cdot \frac{P_3}{2\pi} + P_4 + P_5x + P_6x^2, \quad (4.11)$$

² “Una distribución de probabilidad continua, es un ejemplo de una distribución que no tiene valor esperado, varianza o momentos definidos, su moda y su mediana están bien definidas y son ambas iguales a x_0 ”. [13]

donde los parámetros de la distribución representan:

- x es el valor de la masa.
- P_1 número de eventos de J/ψ ,
- P_2 el valor medio de la masa de la partícula J/ψ ,
- P_3 ancho de la distribución.
- P_4, P_5 y P_6 representan los parámetros del background.

Primero se hizo un ajuste a la data de MC donde se extrajo la masa, el “yield” y la desviación estándar. Debido a que esta data de MC reproduce la data real, se usó esta desviación estándar para hacer el ajuste de la “raw data” manteniendo esta cantidad fija durante todo este proceso de ajuste.

Para las dos señales (raw y MC) se realizó un ajuste incluyendo el background. En el caso de data (raw) el background representa el exceso de partículas o ruido detectado en la señal, mientras que para el caso de MC el background proviene solo del quark charm generado.

La función se ajusta a la señal mostrada en las figuras 4-3 y 4-4 correspondientes a data32 y data42 respectivamente. Los valores de ajuste para la resonancia del J/ψ se muestran en la tabla 4-2.

Tabla 4-2: Comparación de los valores obtenidos

	Monte Carlo (Data 32)	Raw (Data 32)	Monte Carlo (MC Data 42)	Raw (Data 42)
Parámetro				
χ^2/ndf	2.932	2.256	7.384	8.962
P1	4449.8	1275.6	11020.8	21418
Número de Eventos	± 100.04	± 50.98	± 154.4	± 220.9
P2 (GeV)	3.095	3.097	3.0953	3.096
Masa	± 0.0001	± 0.0005	± 0.0001	± 0.0001
P3 (MeV)	20.85	FIJO	21.02	FIJO
Ancho	± 0.75		± 0.42	

Los resultados obtenidos se describen a continuación:

Ancho de la señal (σ):

Un parámetro importante obtenido a partir de la función de distribución Breit - Wigner fue el valor de la desviación estándar que representa el “ancho” de la masa de J/ψ . En la tabla 4-3 se resumen los resultados obtenidos para este parámetro.

Tabla 4-3: Valores obtenidos para el ancho de la distribución

PARÁMETRO	RESULTADOS (Data32)	RESULTADOS (Data42)
Ancho MC (MeV)	20.85 ± 0.75	21.01 ± 0.42
Ancho Data (MeV)	20.85 (Fijo)	21.02 (Fijo)

En la figura 4-5, se presentan los valores comparativos para el ancho de la señal, además del valor obtenido se muestra la incertidumbre correspondiente. Para facilitar la comparación entre gráficos se utilizan los rótulos *CLEO-c1* (valor para Data32) y *CLEO-c2* (valor para Data42).

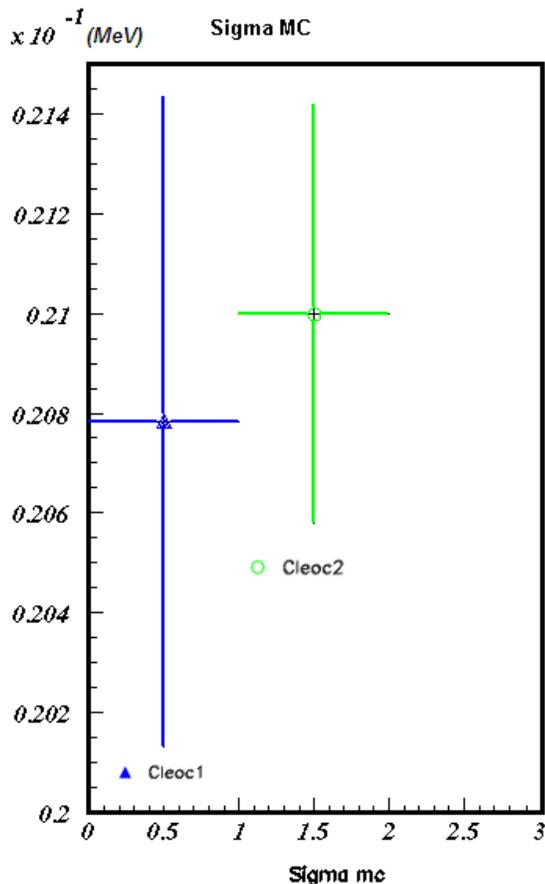


Figura 4-5: Ancho para CLEO-c-1 y CLEO-c-2

Masa Reconstruida:

Se calcularon los valores de la masa invariante para la partícula J/ψ , y se compararon con el valor reportado en el PDG [14] ($3096.916 \pm 0.01 \text{ MeV}$), en la tabla 4-4, se muestran los valores obtenidos de masa para la partícula J/ψ y se aprecia que los valores están cercanos entre sí.

Tabla 4-4: Valores obtenidos para la masa reconstruida.

PARÁMETRO	RESULTADOS (Data32)	RESULTADOS (Data42)
Masa MC (GeV)	3.095 ± 0.0001	3.0953 ± 0.0001
Masa Data (GeV)	3.097 ± 0.0005	3.096 ± 0.0001

Número de Eventos:

En la tabla 4-5, se presenta el número de eventos obtenidos después de realizado el ajuste para “raw data” y para ”MC data”, los valores obtenidos provienen del detector CLEO-c.

Tabla 4-5: Valores obtenidos para el número de eventos

PARÁMETRO	RESULTADOS (Data32)	RESULTADOS (Data42)
Eventos Generados	20000	50000
(Yield) MC	4449.8 ± 100.04	11020.8 ± 154.4
(Yield) Data	1275.6 ± 50.98	21418 ± 220.9

Después de realizado el cálculo del número de eventos, se obtuvieron valores cercanos a los obtenidos previamente, en la tabla 4-5 se muestran los valores obtenidos para el número de eventos (“Yield”) identificados para cada dataset.

Eficiencia:

La eficiencia estuvo dada por la relación entre el número de eventos reconstruidos para data ($N_{J/\psi \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^0}^{MCrec}$) y el número total de eventos generados de Monte Carlo (MC) ($N_{J/\psi \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^0}^{MCgen}$) para $J/\psi + \pi^+\pi^-$, donde $J/\psi \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^0$.

$$Eff = \frac{N_{J/\psi \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^0}^{MCrec}}{N_{J/\psi \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^0}^{MCgen}}. \quad (4.12)$$

A partir de la expresión anterior, se calcularon los valores para cada dataset. Los valores de eficiencia obtenidos se muestran en la tabla 4-6 junto con su valor de incertidumbre. La figura 4-6 muestra estos valores.

Tabla 4-6: Valor de la Eficiencia.

PARÁMETRO	RESULTADOS ACTUALES (Data32)	RESULTADOS ACTUALES (Data42)
Eficiencia	$22.24 \pm 0.5\%$	$22.04 \pm 0.31\%$

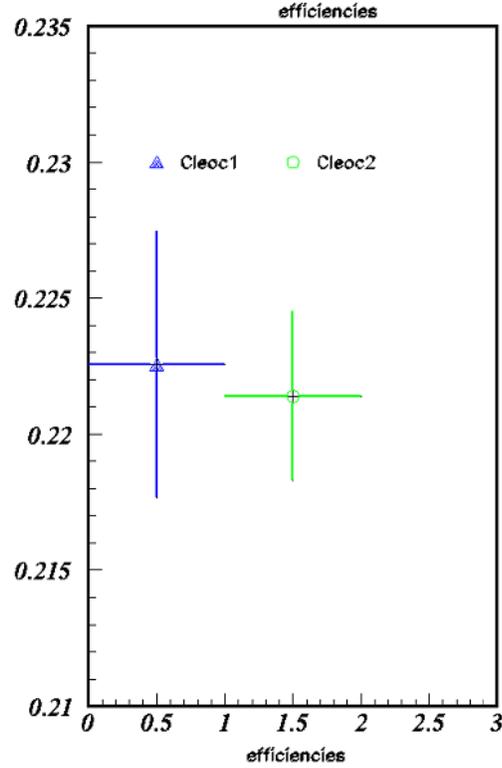


Figura 4-6: Eficiencias para la masa reconstruida

Razón de Producción (BR):

Para determinar la razón de producción se usó la expresión:

$$Br(J/\psi \rightarrow K^+ K^- \pi^+ \pi^- \pi^0) = \frac{N_{J/\psi \rightarrow K^+ K^- \pi^+ \pi^- \pi^0}^{rec}}{N_{\psi(2S) \rightarrow J/\psi + \pi^+ \pi^-} \cdot \epsilon} \cdot \frac{1}{Br(\psi(2S) \rightarrow J/\psi + \pi^+ \pi^-)} \quad (4.13)$$

donde, $N_{J/\psi}^{rec}$ es el número de eventos reconstruidos, (tabla 4-5), $N_{\psi(2S)}$ es el número total de eventos $\psi(2S)$ como se muestra en tabla 4-1, el valor de $Br(\psi(2S) \rightarrow J/\psi + \pi^+ \pi^-)$ representa el valor de la razón de producción reportada en PDG (0.326 ± 0.005) y ϵ representa la eficiencia de la reconstrucción de J/ψ mostrada en la tabla 4-6. La tabla 4-7 reporta los valores obtenidos para la razón de producción.

Tabla 4-7: Valores preliminares de BR para la reconstrucción de J/ψ

PARÁMETRO	RESULTADOS PREVIOS	RESULTADOS ACTUALES (Data32)	RESULTADOS ACTUALES (Data42)
Razón de producción (BR)	1.252 $\pm 0.05 \pm 0.05\%$	1.220 $\pm 0.048\%$	1.212 $\pm 0.012\%$

Los valores para la razón de producción se reportan con su respectivo valor de incertidumbre estadística (segundo valor) y sistemática (tercer valor) en el resultado

previo. En la figura 4-7 se muestran los resultados preliminares obtenidos para las razones de producción para cada dataset. En este se incluye el resultado obtenido en el análisis previo identificado con la etiqueta previo, además de los valores reportados en el PDG del año 2006 [14] (identificado como PDG1), el valor del año 2008 [15] identificado como PDG2 y el resultado ponderado (identificado como Aver).

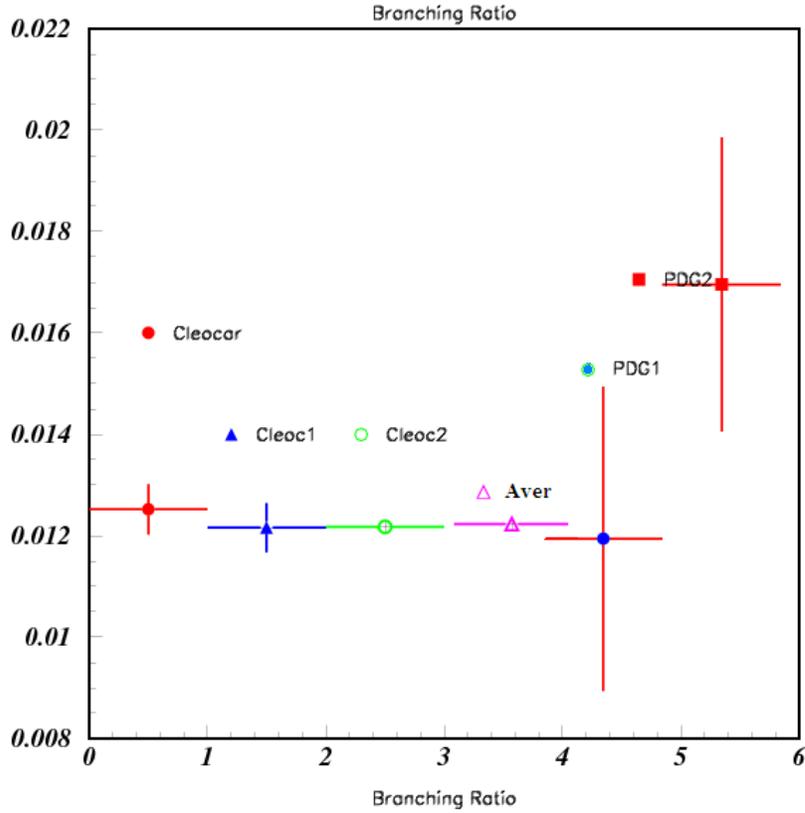


Figura 4-7: Valor preliminar de la Razón de producción para $J/\psi + \pi^+\pi^-$

Después de haber hecho los cálculos para los experimentos de CLEO-c (dataset 32 y dataset 42) se realizó el cálculo del valor ponderado de los dos experimentos. Usando la expresión:

$$\bar{x} = v_{c3} \cdot x_{32} + v_{c4} \cdot x_{42}, \quad (4.14)$$

donde x_{c32} y x_{c42} son el valor del parámetro medido en CLEO-c-1 y en CLEO-c-2 respectivamente. Los parámetros medidos pueden ser eficiencia y razón de producción. Además, v_{c3} y v_{c4} , equivalen a:

$$v_{c3} = \frac{N_{c3}}{N_{c3} + N_{c4}} \quad y \quad v_{c4} = \frac{N_{c4}}{N_{c3} + N_{c4}}$$

v_{c3} y v_{c4} representan el número de eventos respecto al total de cada muestra (data 32 y data 42 respectivamente). Es decir $v_{c3}=0.0556$ y $v_{c4}=0.944$. Los resultados de los ponderados se presentan en la tabla 4-8 En este caso el valor ponderado es aproximadamente el mismo valor de la razón de producción para CLEO-c-2, esto

Tabla 4–8: Valores ponderados para J/ψ

PARÁMETRO	VALOR PONDERADO
Eficiencia	$22.14 \pm 0.29\%$
Razón de producción (BR)	$1.212 \pm 0.0116\%$

se debe a que el valor obtenido para con CLEO-c-1 no contribuye demasiado en el calculo del ponderado.

4.3.2 Sistemáticos:

En la tabla 4–9 se resumen las contribuciones a las incertidumbres sistemáticas asociadas a la medición de la razón de producción (BR). Los valores correspondientes a las tres primeras fuentes de error se tomaron a partir de análisis realizados con anterioridad en el experimento CLEO-c³, los cuales corresponden al error en el número de eventos de $\psi(2S)$, la incertidumbre asociada a cada trayectoria cargada y la incertidumbre asociada a las trayectorias neutras (fotones) respectivamente.

Tabla 4–9: Fuentes individuales de error y error sistemático

Fuente	Error % (Data 32)	Error % (Data 42)
Número de eventos $\psi(2S)$		
$\psi(2S)$	3.6	2
4 Trayectorias	1.6	1.34
π^0	0.6	0.72
Resolución de la Masa ("Beam Size")	0.00048	0.00145
Cambio en el rango integración ("Bin Range")	0.30011	0.18581
Cambio en la función de distribución	1.00702	2.44617
Total	4.12119	3.51174

Para estudiar la estabilidad del resultado obtenido (tabla 4–7) se variaron los métodos de integración en la señal. Las variaciones elegidas fueron:

- **"Bin size" (Cambio en la resolución de masa)** Los cambios realizados fueron 1,5,7,10,15 y 20 MeV. (Ver gráficos A-5 hasta A-20)
- **"Bin Range" (Rango de integración):** Las variaciones realizadas fueron rangos (2.8:3.4), (2.98:3.15), (2.98:3.19).
- **"Cambio de la función de ajuste (Breit- Wigner, Gaussiana)".**

³ tomado de la página de internet de la colaboración para el experimento CLEO. Cornell University. <http://wiki.leep.cornell.edu/lepp/bin/view/CLEO/Private/RunMan/CLEORunPlan>

Considerando las variaciones realizadas en el análisis, se recalcula varias veces la razón de producción y son reportados en la tabla 4–9. Luego de calcular las razones de producción haciendo las correspondientes variaciones se obtiene un valor promedio.

Los valores reportados en la tabla 4–9 para “Bin size”, “Bin Range” y “cambio en la función de ajuste” se obtienen mediante la expresión :

$$e = \sqrt{\frac{\sum de^2}{n}}. \quad (4.15)$$

donde e es el error obtenido, de representa la diferencia de la variación con el promedio de la medida después de variar alguno de los parámetros y n representa el número de veces que se realizó la variación, en este caso $n = 6$. Las variaciones se realizan con el fin de evaluar la estabilidad de los resultados obtenidos.

En la gráfica 4–8, se muestran los resultados obtenidos, la línea continua horizontal representa el valor de la razón de producción reportada previamente en [14] (12%), se aprecia que los valores son estables, lo cual es un buen indicio de la estabilidad de los resultados presentados en este trabajo.

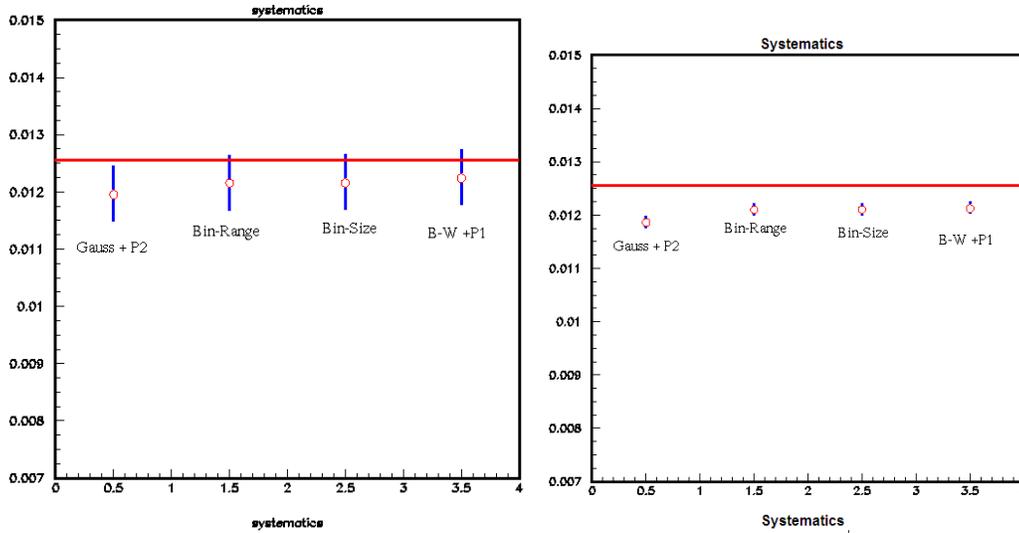


Figura 4–8: Estabilidad en la razón de producción de $J/\psi \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 K^+ K^-$, izquierda (data32), derecha (data42)

4.3.3 Estados Asociados (CLEO-c2):

Luego de calcular la razón de producción se procedió a estudiar los estados asociados a este decaimiento. Para ello se obtuvieron gráficos “dalitz plot” de las masas reconstruidas que permitieron observar la presencia de las partículas η , ω y ϕ en la muestra del J/ψ . En la figura 4–9 se muestra la masa reconstruida de $K^+ K^-$ vs la masa reconstruida de $\pi^+ \pi^- \pi^0$. En este histograma la franja horizontal que se encuentra en el valor de masa de 0.782 GeV evidencia la presencia de la partícula ω , así como la franja horizontal en el valor de 0.547 GeV evidencia la partícula η y la franja vertical en el histograma indica la presencia de la partícula ϕ con un valor de masa de 1.020 GeV.

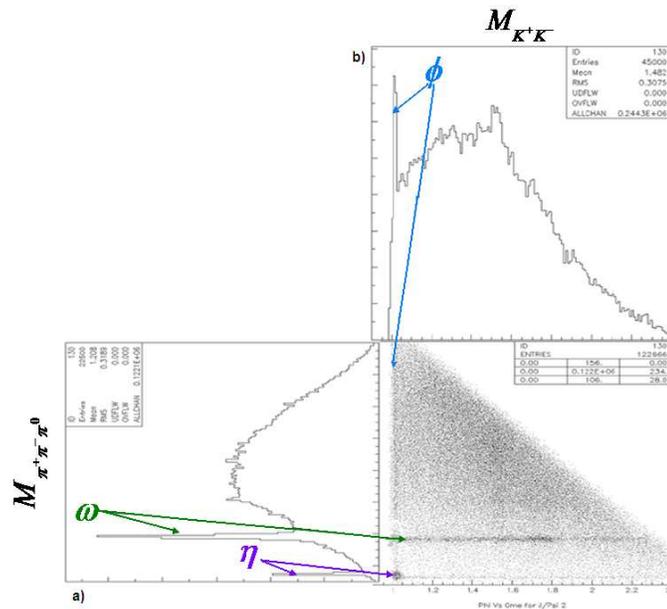


Figura 4-9: Dalitz plot para la masa de K^+K^- vs $\pi^+\pi^-\pi^0$. a) Proyección de la masa $\pi^+\pi^-\pi^0$, b) Proyección de la masa de K^+K^- .

En la figura 4-10 se muestra la masa reconstruida de las partículas $K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^0$ vs la masa reconstruida de $\pi^+\pi^-\pi^0$. En este histograma se evidencia la presencia de las partículas ω y η (líneas horizontales), de igual manera se observa la señal de la partícula J/ψ reconocida por la franja más oscuro en el histograma y cuyo valor de masa es de 3.096 GeV.

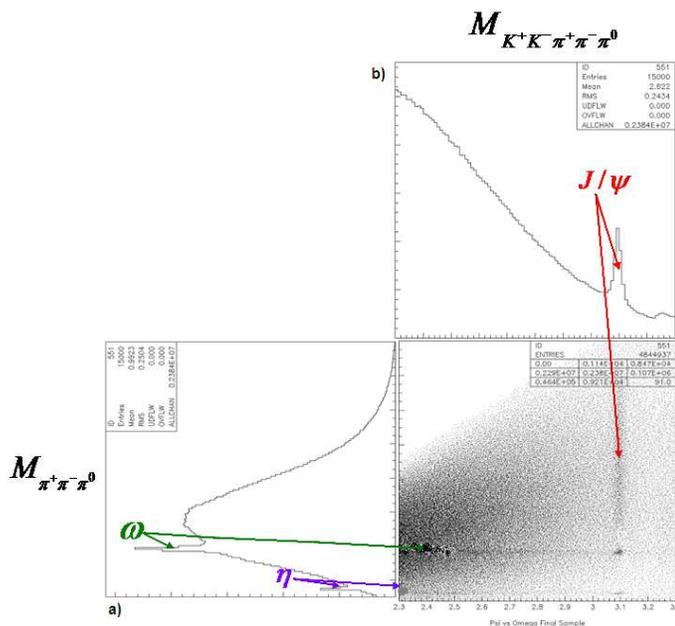


Figura 4-10: Dalitz plot para la masa de $K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^0$ vs $\pi^+\pi^-\pi^0$ a) Proyección de la masa $\pi^+\pi^-\pi^0$, b) Proyección de la masa de $K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^0$.

La figura 4-11 presenta la masa reconstruida de las partículas $K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^0$ vs la masa reconstruida de K^+K^- , para este histograma se evidencia la presencia de la partícula ϕ (franja horizontal) y nuevamente se evidencia la señal de la partícula J/ψ reconocida por la banda más oscura en el histograma.

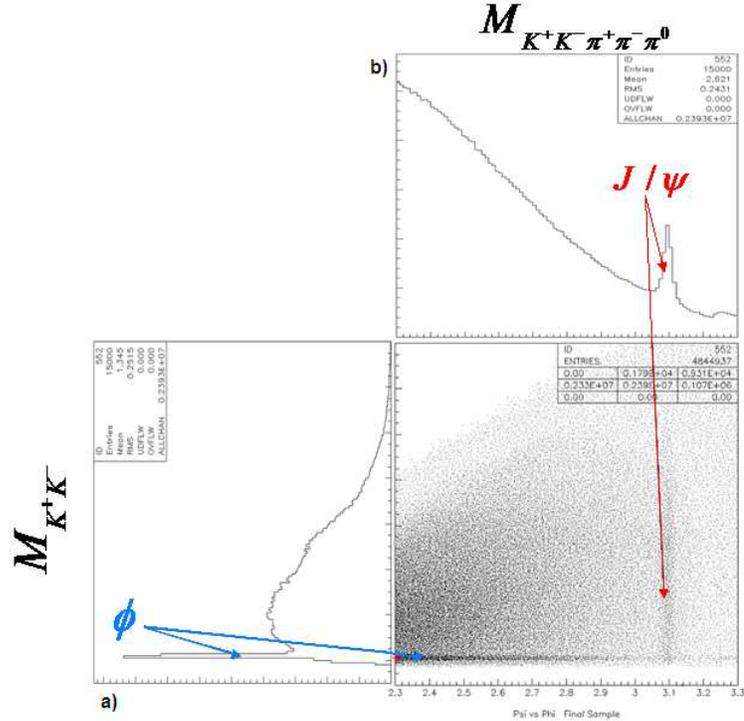


Figura 4-11: Dalitz plot para la masa de $K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^0$ vs K^+K^- . a) Proyección de la masa K^+K^- , b) Proyección de la masa de $K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^0$.

4.3.4 RESULTADOS PARA EL MODO $J/\psi \rightarrow \eta\phi$:

Se procedió a medir los principales parámetros para el decaimiento $J/\psi \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^0$ con la condición de que $\pi^+\pi^-\pi^0$ forme un mesón η ($\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$) y K^+K^- el mesón ϕ ($\phi \rightarrow K^+K^-$), de manera que este decaimiento es un subconjunto del decaimiento estudiado en el primer análisis. La figura 4-12 presenta la masa reconstruida de $\phi\eta$. Adicionalmente se presenta el ajuste realizado para “MC Data” y “Raw Data” usando la señal del dataset 42.

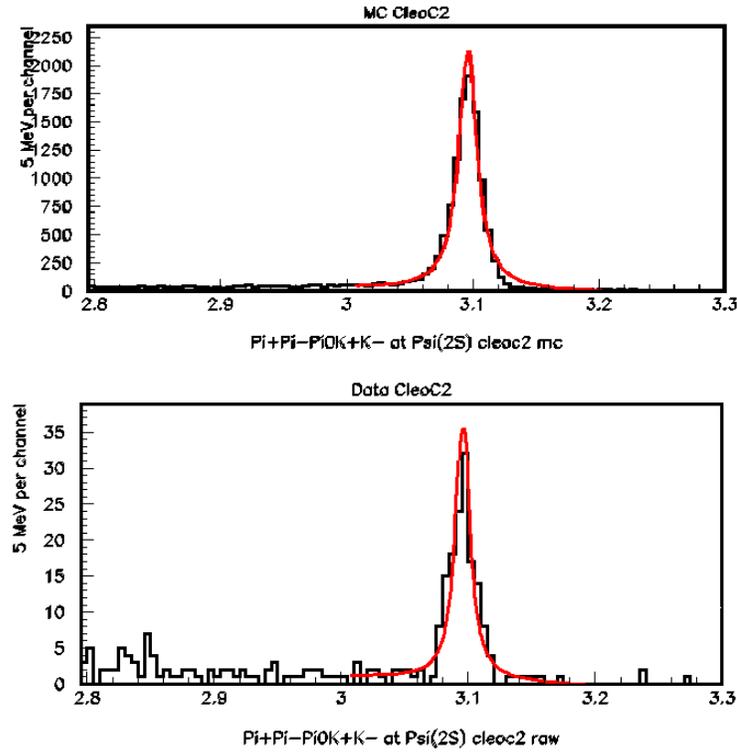


Figura 4-12: Histogramas para MC y data de la masa reconstruida de $J/\psi \rightarrow \eta\phi$ para Data42.

Los parámetros obtenidos para el modo $\eta\phi$ después del ajuste se presentan en la tabla 4-10.

Tabla 4-10: Comparación de los valores obtenidos

	Monte Carlo (Data 42)	Raw (Data 42)
Parámetro		
χ^2/ndf	22.41	0.889
P1	11867	156.32
Número de eventos	± 118.32	± 13.47
P2 (GeV)	3.096	3.096
Masa	± 0.0002	± 0.0009
P3 (MeV)	17.88	13.27
Ancho	± 0.27	± 0

A partir de la función de distribución Breit - Wigner se calculó el valor de la desviación estándar que representa el ancho del pico de J/ψ reconstruido a partir del modo $\eta\phi$, además de este parámetro se determinó el valor de la masa invariante para la partícula $J/\psi \rightarrow \eta\phi$ y se compararon con los valores reportados en el PDG [14].

En la tabla 4-11, se resumen los valores obtenidos para la desviación estándar y la masa de la partícula J/ψ a partir de los datos de CLEO-c2 (data42).

Tabla 4-11: Valores obtenidos para la desviación estándar y la masa para el modo $\eta\phi$

PARÁMETRO	RESULTADOS (Data42)
Ancho MC (MeV)	17.88 ± 0.27
Ancho Data (MeV)	13.27 ± 0
Masa MC (GeV)	3.096 ± 0.0002
Masa Data (GeV)	3.096 ± 0.0009

Además de estos valores se calculó el número de eventos y la eficiencia (ver tabla 4-12) obtenidos después de realizar el ajuste. Para el caso del número de eventos, se reportan resultados para “raw data” y “MC Data”, adicionalmente se presenta la eficiencia del experimento CLEO-c2.

Tabla 4-12: Valores obtenidos para el número de eventos para el modo $\eta\phi$

PARÁMETRO	RESULTADOS (Data42)
Eventos Generados	50000
(Yield) MC	11867 ± 118.32
(Yield) Data	156.32 ± 13.47
Eficiencia	$23.73 \pm 0.24\%$

La eficiencia se calculó a partir de la relación entre el número de eventos reconstruidos con “MC data” ($N_{J/\psi \rightarrow \eta\phi}^{MCrec}$) y el número total de eventos generados. $N_{J/\psi \rightarrow \eta\phi}^{MCgen}$.

$$Eff = \frac{N_{J/\psi \rightarrow \eta\phi}^{MCrec}}{N_{J/\psi \rightarrow \eta\phi}^{MCgen}}. \quad (4.16)$$

Para determinar la razón de producción (BR) para el estado asociado $\eta\phi$ se utilizó la expresión:

$$Br(J/\psi \rightarrow \eta\phi) = \frac{N_{J/\psi \rightarrow \eta\phi}^{rec}}{N_{\psi(2S) \rightarrow J/\psi + \pi^+ \pi^-} \cdot \epsilon} \cdot f_c \quad (4.17)$$

donde

$$f_c = \frac{1}{Br(\psi(2S) \rightarrow J/\psi + \pi^+ \pi^-)} \cdot \frac{1}{Br(\phi \rightarrow K^+ K^-)} \cdot \frac{1}{Br(\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0)}, \quad (4.18)$$

$N_{J/\psi \rightarrow \eta\phi}^{rec}$ es el número de eventos reconstruidos (“raw data”) (tabla 4-12), $N_{\psi(2S)}$ es el número total de eventos para $\psi(2S)$ como se muestra en tabla 4-1, el valor de $Br(\psi(2S) \rightarrow J/\psi + \pi^+ \pi^-)$ representa el valor de la razón de producción reportada en PDG [14], $Br(\phi \rightarrow K^+ K^-)$ cuyo valor es (0.49 ± 0.006) [14] y $Br(\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0)$ [14], cuyo valor es (0.22 ± 0.004) [14] y ϵ representa la eficiencia de la reconstrucción de J/ψ mostrada en la tabla 4-12. La tabla 4-13, reporta los valores **preliminares**

obtenidos para la razón de producción del modo $\eta\phi$, donde el valor PDG corresponde al valor reportado en el 2008 [15].

Tabla 4–13: Valor preliminar de la razón de producción (BR) para la reconstrucción de J/ψ

PARÁMETRO	RESULTADOS (Data 42)	RESULTADOS PDG
Razón de producción (BR)	$(7.3 \pm 0.6) \times 10^{-4}$	$(7.5 \pm 0.8) \times 10^{-4}$

En la figura 4–13 se muestran los resultados obtenidos para la razón de producción de data42 y el valor reportado en el PDG del año 2006 [14].

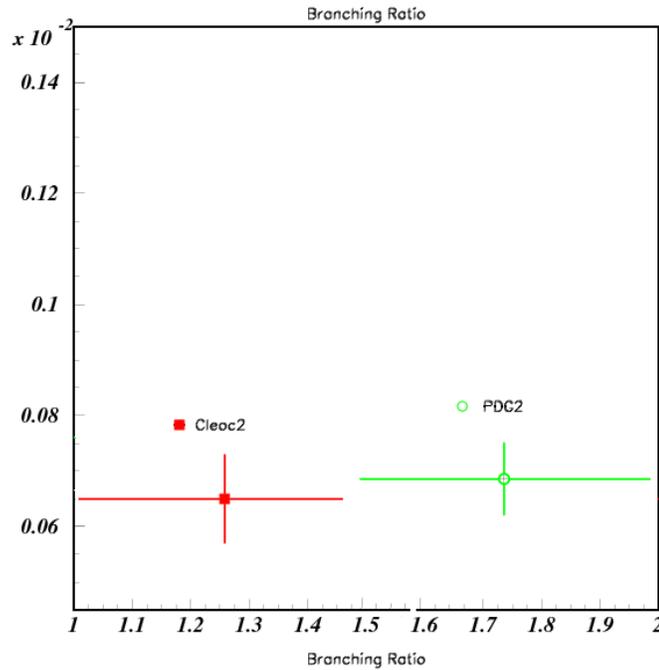


Figura 4–13: Valor preliminar de Razón de producción para $J/\psi \rightarrow \eta\phi$

4.3.5 RESULTADOS PARA EL MODO $J/\psi \rightarrow \omega K^+ K^-$:

Se calcularon los principales parámetros para el decaimiento $J/\psi \rightarrow K^+ K^- \pi^+ \pi^- \pi^0$ con la condición de que $\pi^+ \pi^- \pi^0$ forme un mesón ω ($\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$) junto con dos kaones ($K^+ K^-$) de manera que este decaimiento será otro subconjunto del decaimiento principal. La figura 4–14 presenta la masa reconstruida de $\omega K^+ K^-$. Adicionalmente se presenta el ajuste realizado para “MC Data” y “Raw Data” usando la señal del dataset 42.

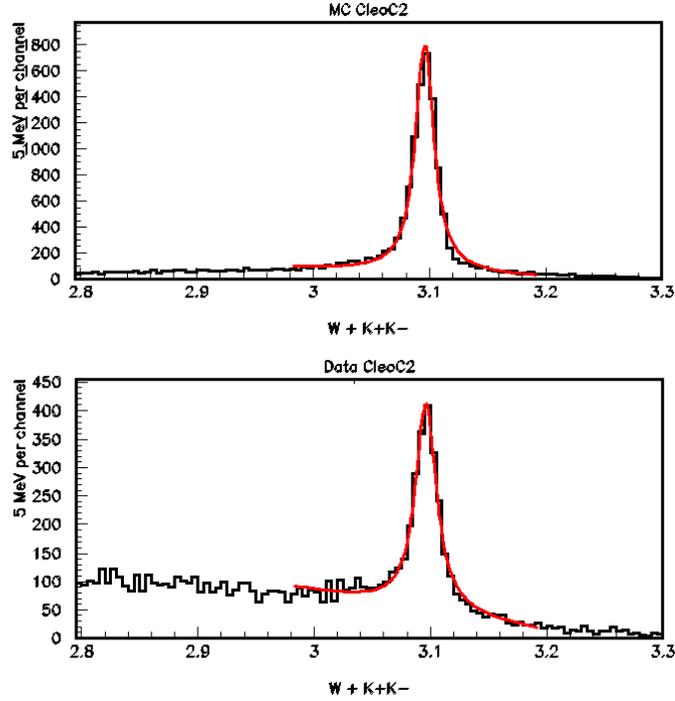


Figura 4-14: Histogramas para MC y data de la masa reconstruida de $J/\psi \rightarrow \omega K^+ K^-$ para Data42.

Usando la función Breit-Wigner mas un polinomio de grado dos se obtienen los parámetros que se resumen en la tabla 4-14.

Tabla 4-14: Valores obtenidos para $\omega K^+ K^-$

	Monte Carlo (Data 42)	Raw (Data 42)
Parámetro		
χ^2/ndf	22.41	0.889
P1	10691.6	2505.98
Número de eventos	± 135.607	± 69.338
P2 (GeV)	3.09609	3.09589
masa	± 0.0004	± 0.0002
P3 (MeV)	2.18	1.97
ancho	± 0.04	± 0.03

A partir de la función de distribución Breit - Wigner se calculó el valor de la desviación estándar que representa el ancho del pico de J/ψ reconstruido a partir del modo $\omega K^+ K^-$, además de este parámetro se determinó el valor de la masa invariante $J/\psi \rightarrow \omega K^+ K^-$ y se compararon con los valores reportados en el PDG [14].

En la tabla 4-15, se resumen los valores obtenidos para el ancho (sigma) y la masa de la partícula J/ψ a partir de los datos de CLEO-c2 (data42).

Tabla 4–15: Valores obtenidos para la desviación estándar y la masa para el modo $\omega K^+ K^-$

PARÁMETRO	RESULTADOS (Data42)
Ancho MC (MeV)	2.18 ± 0.04
Ancho Data (MeV)	1.92 ± 0.03 (Fijo)
Masa MC (GeV)	3.09609 ± 0.0004
Masa Data (GeV)	3.09589 ± 0.0002

Adicionalmente se calcularon el numero de eventos y la eficiencia (ver tabla 4–16) obtenidos después de realizar el ajuste.

Tabla 4–16: Valores obtenidos para el número de eventos para el modo $\omega K^+ K^-$

PARÁMETRO	RESULTADOS (Data42)
Eventos Generados	50000
(Yield) MC	10691.6 ± 135.607
(Yield) Data	2505.98 ± 69.338
Eficiencia	$21.38 \pm 0.271\%$

La eficiencia se calculó a partir de la relación entre el número de eventos reconstruidos con “MC data” ($N_{J/\psi \rightarrow \omega K^+ K^-}^{MCrec}$) y el número total de eventos generados.

$$N_{J/\psi \rightarrow \omega K^+ K^-}^{MCgen}$$

$$Eff = \frac{N_{J/\psi \rightarrow \omega K^+ K^-}^{MCrec}}{N_{J/\psi \rightarrow \omega K^+ K^-}^{MCgen}}. \quad (4.19)$$

Para determinar la razón de producción (BR) para este estado asociado, se utilizó la expresión:

$$Br(J/\psi \rightarrow \omega K^+ K^-) = \frac{N_{J/\psi \rightarrow \omega K^+ K^-}^{rec}}{N_{\psi(2S) \rightarrow J/\psi + \pi^+ \pi^-} \cdot \epsilon} \cdot f_c \quad (4.20)$$

donde

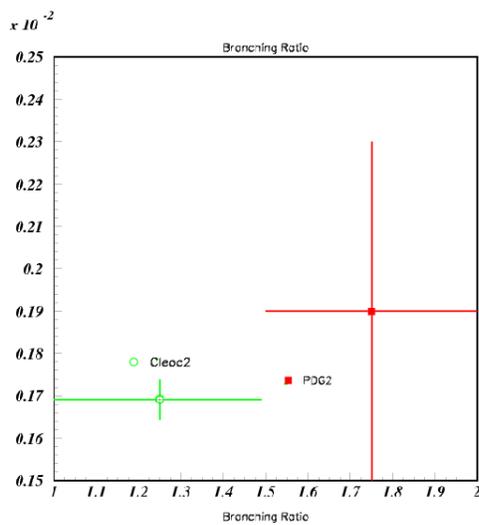
$$f_c = \frac{1}{Br(\psi(2S) \rightarrow J/\psi + \pi^+ \pi^-)} \cdot \frac{1}{Br(\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0)}, \quad (4.21)$$

$N_{J/\psi \rightarrow \omega K^+ K^-}^{rec}$ representa el número de eventos reconstruidos (“raw data”) (tabla 4–16), $N_{\psi(2S)}$ es el número total de eventos para $\psi(2S)$ como se muestra en tabla 4–1, el valor de $Br(\psi(2S) \rightarrow J/\psi + \pi^+ \pi^-)$ representa el valor de la razón de producción reportada en PDG [14], $Br(\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0)$ [14] cuyo valor es (0.89 ± 0.07) y ϵ representa la eficiencia de la reconstrucción de J/ψ mostrada en la tabla 4–16. La tabla 4–17, reporta los valores **preliminares** obtenidos para la razón de producción del modo $\omega K^+ K^-$.

En la figura 4–15 se muestran los resultados obtenidos para la razón de producción de data42 y el valor reportado en el PDG del año 2006 [14].

Tabla 4-17: Valor preliminar de la razón reproducción para la reconstrucción de $J/\psi \rightarrow \omega K^+ K^-$

PARÁMETRO	RESULTADOS (Data 42)	RESULTADOS PDG
Razón de producción (BR)	$(17 \pm 4) \times 10^{-4}$	$(19 \pm 4) \times 10^{-4}$

Figura 4-15: Razón de producción para $J/\psi \rightarrow \omega K^+ K^-$

CAPÍTULO 5

CONCLUSIONES Y TRABAJOS FUTUROS

Usando una muestra de 25.89 millones de eventos de $\psi(2S)$ colectados por el detector CLEO-c y sus experimentos CLEO-c1 y CLEO-c2 se obtuvo preliminarmente el valor correspondiente a la razón de producción (Branching Ratio) de $J/\psi \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^0$ a partir del modo exclusivo $\psi(2S) \rightarrow J/\psi + \pi^+\pi^-$. Estos resultados se compararon con los valores reportados en el “Particle Data Group” (PDG). El primer valor de incertidumbre corresponde al error estadístico, el segundo valor corresponde a la incertidumbre sistemática.

Tabla 5-1: Resultados de la razón de producción para de J/ψ

Cleoc-1 (Data32)	Cleoc-2 (Data42)	MARK III	Babar
1.220 $\pm 0.048\%$	1.212 $\pm 0.012\%$	1.2 $\pm 0.3\%$	1.92 $\pm 0.08 \pm 0.15 \%$

Se mejoró la precisión de esta medición usando los valores obtenidos en el experimento CLEO-c2 encontrando que nuestro resultado es el dominante en el decaimiento del J/ψ . Nuestro resultado favorece más el resultado de MARK III que el de Babar.

Los valores de incertidumbre de los datos obtenidos dan muestra de la estabilidad de la medición mejorando la eficiencia y la precisión, la tabla 5-2 resume los principales resultados obtenidos.

Tabla 5-2: Comparación de resultados obtenidos para el modo exclusivo

	Cleoc-1 (Data32)	Cleoc-2 (Data42)
Número de eventos (Raw)	1275.6 \pm 50.98	2141.8 \pm 220.9
Eficiencia	22.24 \pm 0.5%	22.04 \pm 0.31%

Los resultados obtenidos con el experimento CLEO-c1 correspondiente a dataset 32 son comparables con los resultados obtenidos en el trabajo previo. Además de haber realizado el análisis del decaimiento hadrónico usando data proveniente del experimento CLEO-c1 también se incluyó el resultado obtenido para el experimento

CLEO-c2 correspondiente a data set 42, logrando la reconstrucción de la partícula J/ψ de manera que se evidenció una mejoría en los valores de eficiencia y una disminución en los errores sistemáticos y estadísticos para todo el proceso.

A partir de los gráficos “Dalitz plot” se evidencia la presencia de las partículas ϕ , ω y η de forma que permite identificar estados asociados, en el caso particular de este análisis se estudió el caso en que $J/\psi \rightarrow \eta\phi$ y $J/\psi \rightarrow \omega K^+ K^-$.

En la tabla 5-3 se reporta el valor *preliminar* obtenido para la razón de producción de este modo y se comparó con el valor reportado en PDG, encontrando que los valores tuvieron el mismo orden de magnitud y que para el presente análisis el valor de la incertidumbre fue menor.

Tabla 5-3: Valor preliminar de BR para la reconstrucción de $J/\psi \rightarrow \eta\phi$

PARÁMETRO	RESULTADOS (Data 42)	RESULTADOS PDG
Razón de producción (BR)	$(7.3 \pm 0.6) \times 10^{-4}$	$(7.5 \pm 0.8) \times 10^{-4}$

Se obtuvo el valor *preliminar* para la razón de producción del modo $\omega K^+ K^-$ usando dataset 42 y se comparó con el valor reportado en PDG [14], se observa que los valores tienen el mismo orden de magnitud y que para el presente análisis el valor de la incertidumbre fue menor. En la tabla 5-4 se reportan los resultados.

Tabla 5-4: Valor preliminar de BR para la reconstrucción de $J/\psi \rightarrow \omega K^+ K^-$

PARÁMETRO	RESULTADOS (Data 42)	RESULTADOS PDG
Razón de producción (BR)	$(17 \pm 4) \times 10^{-4}$	$(19 \pm 4) \times 10^{-4}$

Preliminarmente se analizó el estado asociado $\omega\phi$ donde los piones forman una partícula ω y los kaones forman una partícula ϕ . La figura 5-1 presenta la señal para “Raw Data” usando los valores obtenidos en el experimento CLEO-c2 (data42), debido a que no se tiene hasta el momento suficiente información respecto al estado asociado $\omega\phi$ no fue posible encontrar un ajuste para este modo. Por tanto se espera que en los próximos trabajos se extienda este análisis de forma que se mejore el análisis de este modo de decaimiento.

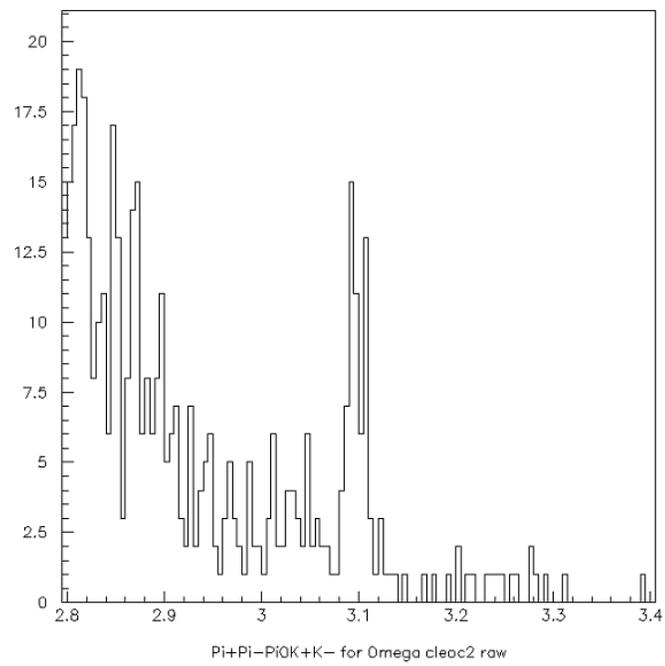


Figura 5-1: Histogramas de “Raw” de $J/\psi \rightarrow \omega\phi$ usando dataset 42

APÉNDICES

APÉNDICE A

AJUSTES Y PARÁMETROS

En la figura A-1 se presentan el histograma para la masa reconstruida de $J/\psi \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^0$ para el experimento CLEO-c1, en el histograma aparece el ajuste (Breit -Wigner + Polinomio de grado 2) y los valores obtenidos para cada parámetro.

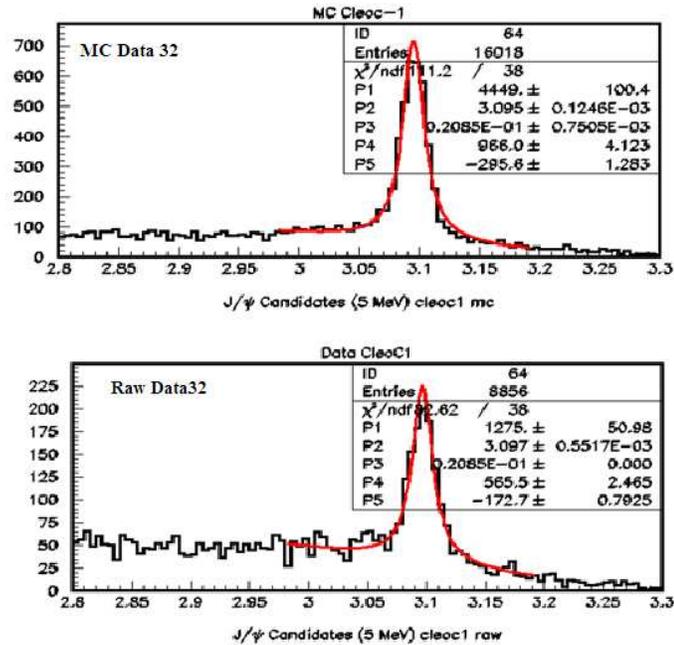


Figura A-1: Histogramas para MC y Raw de la masa reconstruida de J/ψ para Data32.

La figura A-2 presenta el histograma para la masa reconstruida de $J/\psi \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^0$ para el experimento CLEO-c2 junto con el ajuste y los valores obtenidos para cada parámetro.

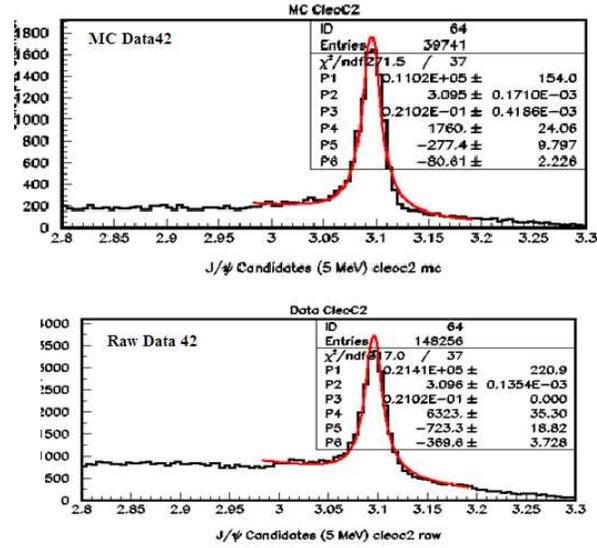


Figura A-2: Histogramas para MC y Raw de la masa reconstruida de J/ψ para Data42.

La figura A-3 presenta el histograma para la masa reconstruida de $J/\psi \rightarrow \eta\phi$ para el experimento CLEO-c2 junto con el ajuste y los valores obtenidos para cada parámetro.

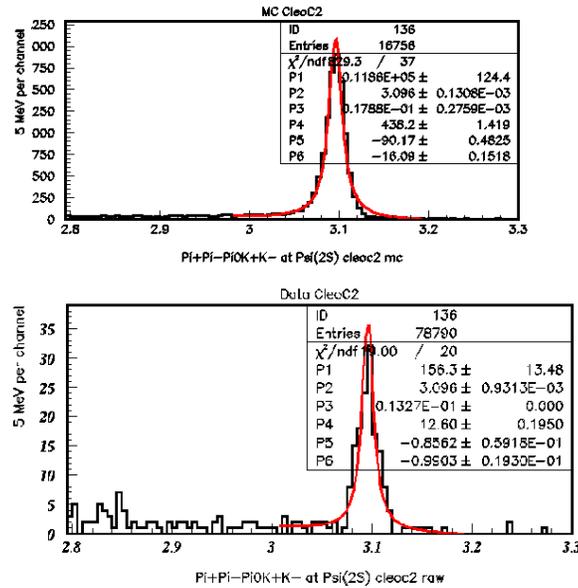


Figura A-3: Histogramas para MC y Raw de la masa reconstruida de $J/\psi \rightarrow \eta\phi$ para Data42.

La figura A-4 presenta el histograma para la masa reconstruida de $J/\psi \rightarrow \omega K^+ K^-$ para el experimento CLEO-c2 junto con el ajuste y los valores obtenidos para cada parámetro.

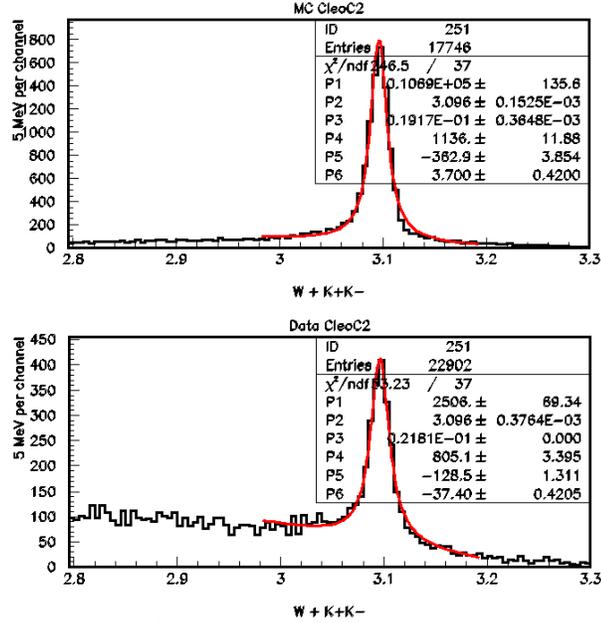


Figura A-4: Histogramas para MC y Raw de la masa reconstruida de $J/\psi \rightarrow \omega K^+ K^-$ para Data42.

A.0.6 ERRORES SISTEMÁTICOS

A continuación se presentan los histogramas obtenidos al realizar las variaciones correspondientes para el cálculo de los errores sistemáticos, para cada experimento CLEO-c-1 (dataset 32) y CLEO-c-2 (dataset 42) de manera que sea más fácil su comparación. En todos los casos aparecen identificados la variación “Bin Size” y la variación de función de ajuste, así como los parámetros obtenidos para cada caso.

COMPARACION DE LOS VALORES OBTENIDOS (Data 32)

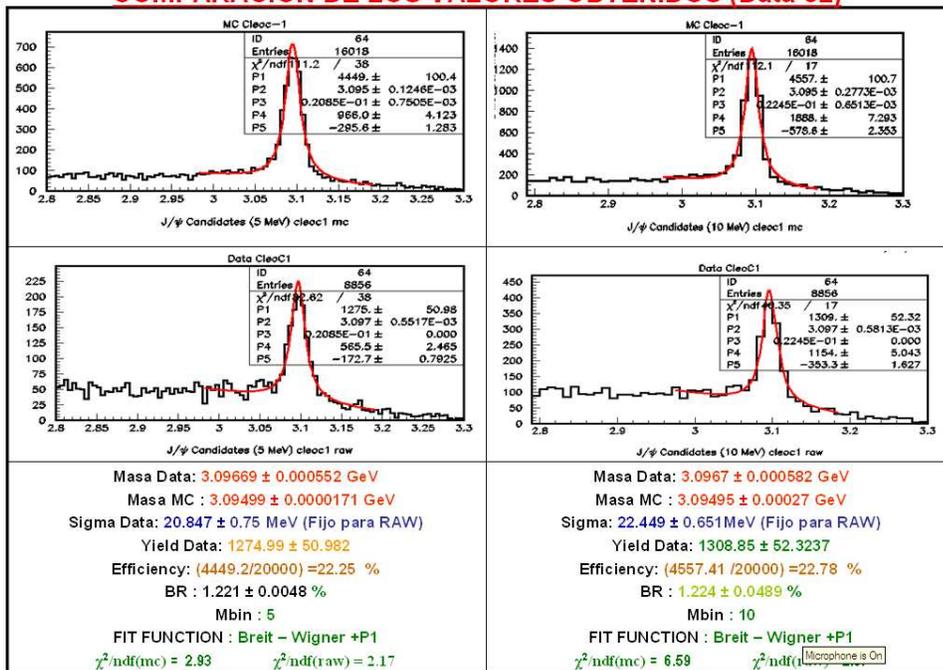


Figura A-5: Ajustes usados para el calculo del sistemático “Bin Size” B=5 y B=10 Data 32

COMPARACION DE LOS VALORES OBTENIDOS (Data 32)

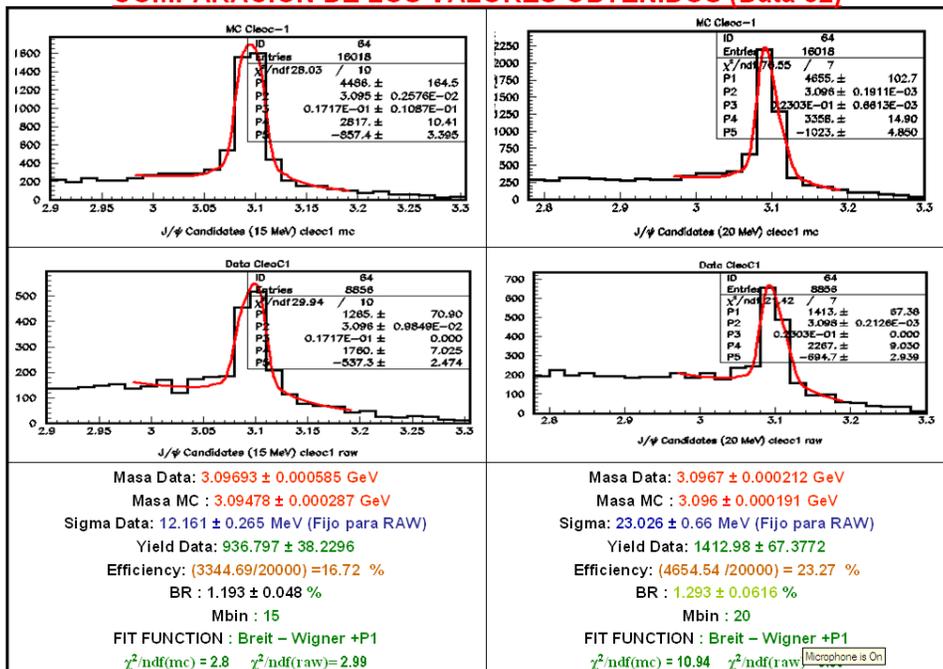


Figura A-6: Ajustes usados para el calculo del sistemático “Bin Size” B=15 y B=20 Data32

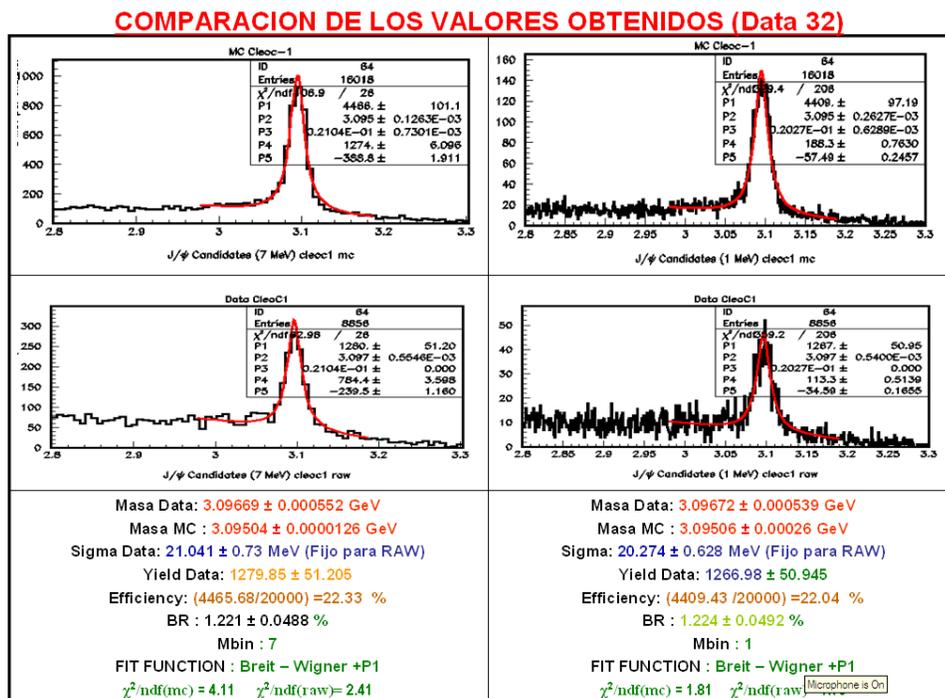


Figura A-7: Ajustes usados para el calculo del sistemático “Bin Size” B=1 y B=7 Data 32

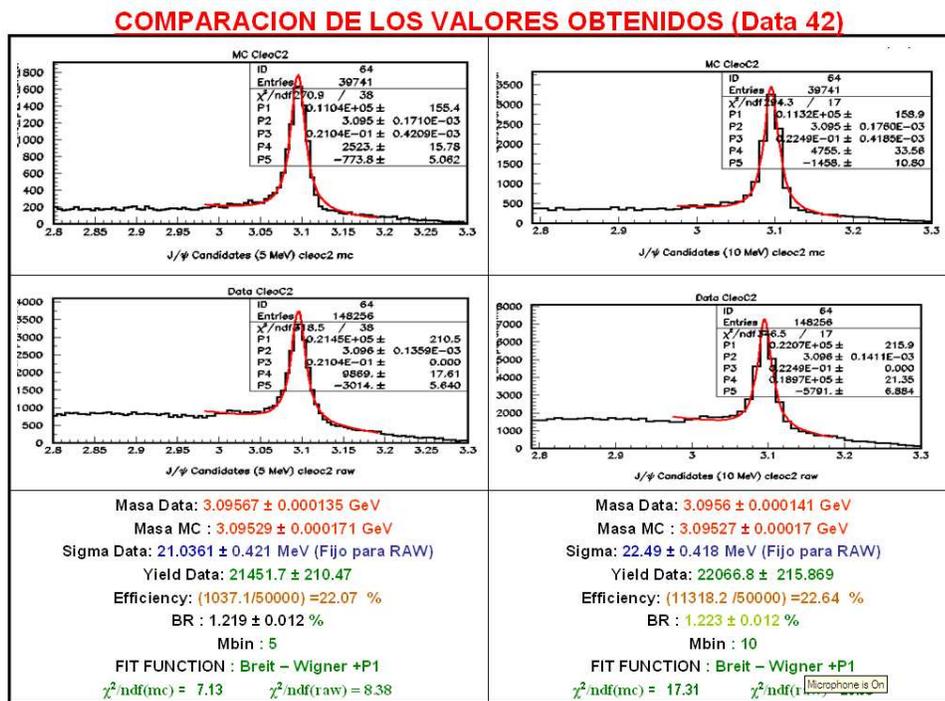


Figura A-8: Ajustes usados para el calculo del sistemático “Bin Size” B=5 y B=10 Data 42

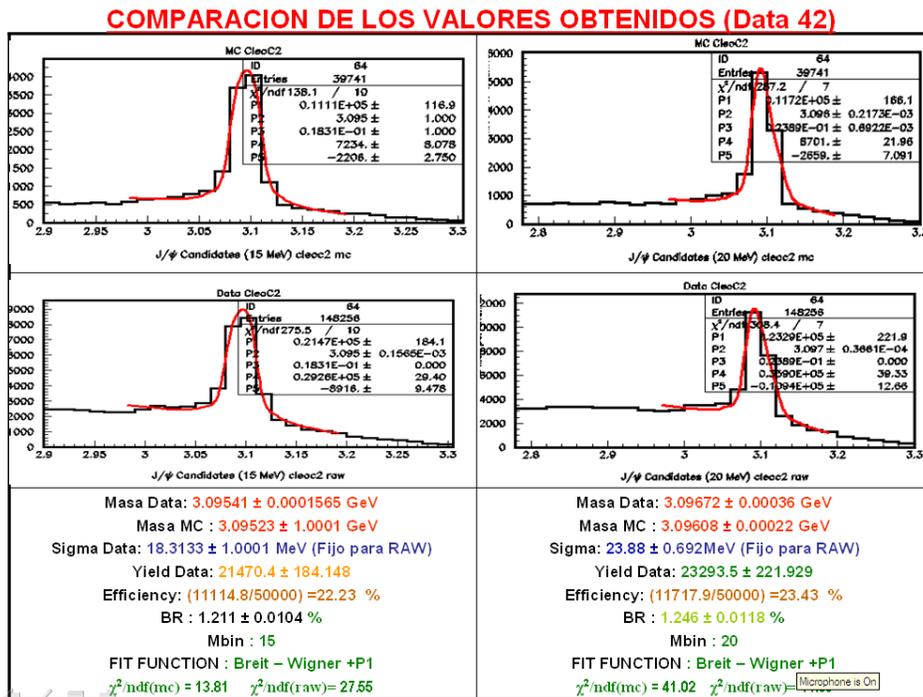


Figura A-9: Ajustes usados para el calculo del sistemático “Bin Size” B=15 y B=20 Data42

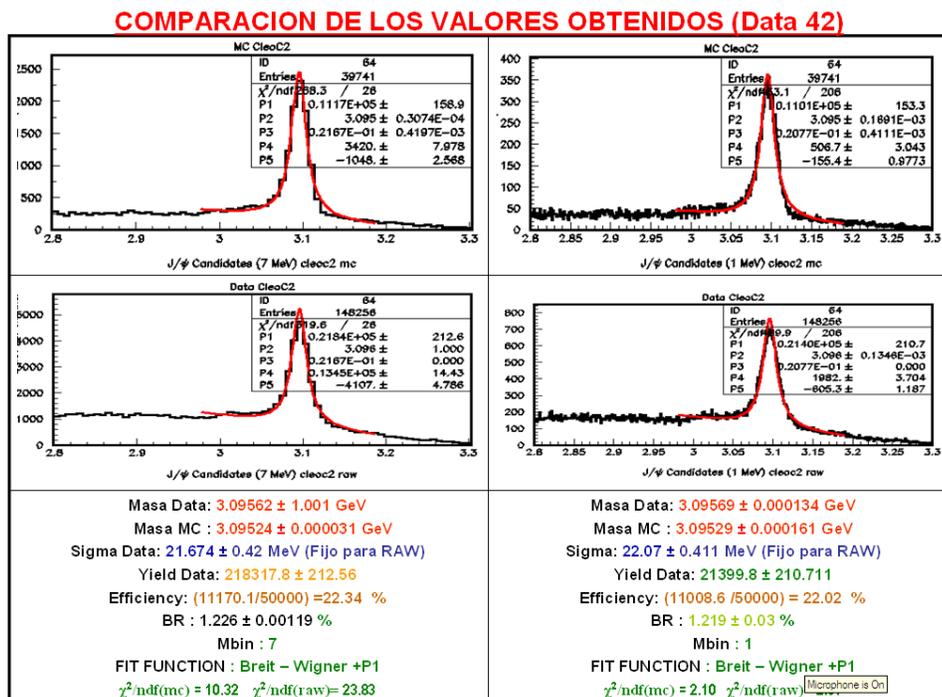


Figura A-10: Ajustes usados para el calculo del sistemático “Bin Size” B=1 y B=7 Data 42

REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] J. Trefil. *De los Átomos a los Quarks*. Biblioteca Científica Salvat, 1985.
- [2] F. Vanucci. Mesonic Decays of the $\psi(3095)$. *Physical Review D*, Volume 15, Number 7, 1977.
- [3] B. Aubert; et. al. The $e^+e^- \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\pi^0, 2(\pi^+\pi^-)\eta, K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^0$ and $K^+K^-\pi^+\pi^-\eta$ Cross Sections Measured with Initial-State Radiation. *Physical Review D*, Volume 76, 2007.
- [4] P.Gómez-G.Crick. Eltamiz. *El mundo de las partículas*, 2008, <http://eltamiz.com/acerca-de-el-tamiz/.htm>.
- [5] Fernández Tellez A. La física de altas energías en el fermilab. *Facultad de Ciencias Físico- Matemáticas, Universidad Autónoma de Puebla*, 2007.
- [6] D. P. Roy. Basic constituents of matter and thier interactions - a progress report. *arXiv:hep-ph/9912523v1*, 1999.
- [7] Franco Angel. Física con ordenador. *Curso Interactivo de Física en Internet*, 2006, <http://www.sc.ehu.es/sbweb/fisca/default.htm>.
- [8] CLEO-c Collaboration. *CLEO-c and CESR-C: A New Frontier of Weak and Strong Interactions*. 2001.
- [9] Cornell University Laboratory for Elementary Particle Physics. *The CESR Storage Ring*. <http://www.lns.cornell.edu/public/lab-info/cesr.html>.
- [10] Artuso M.; et. al. The cleo rich detector. *arXiv:physics/0506132v2*, Jul 2005.
- [11] Castrillón. C. Arjuna. Medida de la razón de producción de $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0K^+K^-$. *Ms. Thesis, Universidad de Puerto Rico, Mayagüez, Puerto Rico*, Nov 2006.
- [12] D. Urner. Exploring the charm sector whit cleo-c. *arXiv:0112038v2*, Feb 2002.

- [13] Flores C. Ángel de Jesús. Búsqueda de resonancias bariónicas en el experimento selex e781. *Ms. Tesis, Universidad Autónoma de San Luis de Potosí, San Luis de Potosí*, Mayo 2006.
- [14] Particle Data Group. Nuclear and particle physics. *Journal of physics*, G, 2006.
- [15] Particle Data Group. Nuclear and particle physics. *Journal of physics*, G, 2008.