

MEDIDA DE LA RAZÓN DE PRODUCCIÓN DE $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0 K^+ K^-$

Por

Arjuna Castrillón Camacho

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

Noviembre, 2006

Aprobada por:

Héctor Méndez, Ph.D
Presidente, Comité Graduado

Fecha

Eduardo Ramirez, Ph.D
Miembro, Comité Graduado

Fecha

Pablo Marrero, Ph.D
Miembro, Comité Graduado

Fecha

Damaris Santana, Ph.D
Representante de Estudios Graduados

Fecha

Héctor Jimenez, 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

MEDIDA DE LA RAZÓN DE PRODUCCIÓN DE $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0K^+K^-$

Por

Arjuna Castrillón Camacho

Noviembre 2006

Consejero: Héctor Méndez
Departamento: Física

En este análisis se reportan los resultados del decaimiento hadrónico J/ψ provenientes del estado $\psi(2S)$. Se presenta la razón de producción para el decaimiento $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0K^+K^-$. En esta medición se consideran dos modos del decaimiento $\psi(2S)$; el modo inclusivo ($\psi(2S) \rightarrow J/\psi + X$) y el modo exclusivo ($\psi(2S) \rightarrow J/\psi + \pi^+\pi^-$). La razón de producción obtenida se compara con la del decaimiento $\psi(2S) \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0K^+K^-$ con el fin de probar la regla del 12% (Q_h) entre estos estados del charmonium ($c\bar{c}$).

En esta medición se utilizó una muestra de 3 millones de $\psi(2S)$ registrados con el detector CLEO III y CLEO-c en el acelerador CESR localizado en la Universidad de Cornell.

Copyright © 2006

por

Arjuna Castrillón Camacho

A mis padres.

AGRADECIMIENTOS

Al Dr. Héctor Mendez por su apoyo, paciencia y dedicación en la elaboración de este trabajo.

Al Dr. Surik Mehrabyan, por su valiosa ayuda en la ejecución de la simulación Monte Carlo.

Mi compañero y amigo Osvaldo Aquines quien me inicio en la Física de partículas. A todos aquellas personas que de una u otra forma hicieron parte de este trabajo.

A mis compañeros y amigos quienes me soportaron durante la elaboración de este trabajo,

Índice general

	<u>pagina</u>
RESUMEN EN ESPAÑOL	II
AGRADECIMIENTOS	V
Índice de cuadros	VIII
Índice de figuras	X
1. FÍSICA DE ALTAS ENERGÍAS	1
1.1. Partículas fundamentales de materia	2
1.2. Las cuatro interacciones fundamentales y los bosones	5
1.2.1. Interacción fuerte	6
1.2.2. Interacción débil	7
1.3. Leyes de conservación	10
1.3.1. Conservación del momentum angular y supresión de la He- licidad	10
1.3.2. Conservación del número leptónico	10
1.3.3. Conservación del número bariónico	12
1.3.4. Simetría CPT	12
1.4. Mesones Vectoriales	13
1.5. Charmonium	14
1.6. Regla de 12%	17
2. OBJETIVOS Y TRABAJOS PREVIOS	19
2.1. Objetivos	19
2.2. Trabajos Previos	19
2.2.1. Descubrimiento de la Partícula J/ψ	19
3. ACELERADOR CESR	26
3.1. CESR: CORNELL ELECTRON STORAGE RING	26
3.1.1. Ubicación	27
3.1.2. Acelerador Lineal (Linac)	28
3.1.3. Sincrotrón	31
3.1.4. Anillo de Almacenamiento	33
3.2. Detector CLEO-c	36
3.2.1. Propósito y métodos del detector CLEO-c	36
3.2.2. El Sistema rastreador	38

3.2.3.	Anillo de Imagen Cherenkov (RICH)	38
3.3.	Calorímetros	40
3.3.1.	Campos magnéticos (magnetic coil)	41
3.3.2.	Cámara de muones	42
3.4.	Identificación de partículas	42
3.5.	De CLEO III a CLEO-c	43
4.	ANÁLISIS Y RESULTADOS	45
4.1.	Datos experimentales y datos de la simulación Monte Carlo	46
4.2.	Selección de eventos	47
4.3.	Análisis de datos	50
4.4.	Resultados	52
4.4.1.	Resultados: $\psi(2S) \rightarrow J/\psi + X$	53
4.4.2.	Monte Carlo y Eficiencias: $\psi(2S) \rightarrow J/\psi + X$	53
4.4.3.	Número de eventos: $\psi(2S) \rightarrow J/\psi + X$	54
4.4.4.	Razón de producción: $\psi(2S) \rightarrow J/\psi + X$	55
4.4.5.	Errores sistemáticos: $\psi(2S) \rightarrow J/\psi + X$	57
4.4.6.	Resultados: $\psi(2S) \rightarrow J/\psi + \pi^+ \pi^-$	60
4.4.7.	Monte Carlo y Eficiencias: $\psi(2S) \rightarrow J/\psi + \pi^+ \pi^-$	61
4.4.8.	Número de eventos: $\psi(2S) \rightarrow J/\psi + \pi^+ \pi^-$	62
4.4.9.	Razón de Producción: $\psi(2S) \rightarrow J/\psi + \pi^+ \pi^-$	63
4.4.10.	Errores sistemáticos: $\psi(2S) \rightarrow J/\psi + \pi^+ \pi^-$	64
5.	CONCLUSIONES Y TRABAJOS FUTUROS	69

Índice de cuadros

<u>Tabla</u>	<u>Índice de cuadros</u>	<u>pagina</u>
1-1.	Listado de fermiones	2
1-2.	Propiedades físicas de los Quarks	2
1-3.	Propiedades físicas de los Leptones	3
1-4.	Interacciones Fundamentales	6
1-5.	Composición en quarks de los mesones vectoriales	13
1-6.	Algunos mesones vectoriales	14
1-7.	Propiedades del charmonium	15
2-1.	Resultados obtenidos en el experimento realizado en el SLAC	23
2-2.	Resultados de Q_h obtenidos por la colaboración BES y CLEO	24
3-1.	Propiedades de los calorímetros Electromagnético y hadrónico	41
4-1.	Características de la muestra de datos $\psi(2S)$	46
4-2.	Cortes realizados para las trayectorias de las partículas cargadas	48
4-3.	Cortes realizados para kaones, piones y protones	49
4-4.	Masa Invariante de $\psi(2S) \rightarrow J/\psi + X$	53
4-5.	Eficiencias $\psi(2S) \rightarrow J/\psi + X$	54
4-6.	Número de eventos reconstruidos $\psi(2S) \rightarrow J/\psi + X$	55
4-7.	Resultados relevantes para $\psi(2S) \rightarrow J/\psi + X$	57
4-8.	Fuentes individuales de error y error sistemático	58
4-9.	Masa Invariante de $\psi(2S) \rightarrow J/\psi + \pi^+\pi^-$	60
4-10.	Eficiencias $\psi(2S) \rightarrow J/\psi + \pi^+\pi^-$	61
4-11.	Número de eventos $\psi(2S) \rightarrow J/\psi + \pi^+\pi^-$	62
4-12.	Resultados relevantes para $\psi(2S) \rightarrow J/\psi + \pi^+\pi^-$	64
4-13.	Fuentes individuales de error y error sistemático	65

4-14. Tabla comparativa entre los resultados de este análisis con los obtenidos por Vanucci	67
5-1. Comparación de resultados finales de la razón de producción	69
5-2. Comparación de resultados obtenidos por este análisis con los del SLAC	69
5-3. Cuadro comparativa de los errores porcentuales	69
5-4. Comparación de resultados obtenidos para la regla del 12%	70

Índice de figuras

Figura	pagina
1-1. Agrupación de partículas elementales por generación.	4
1-2. Interacciones consideradas en el modelo estándar, de ellas solo en las interacciones de fuerza débil, se permite los cambios de sabor de quarks y leptones, generándose la nueva partícula en el vértice. Tomado de Branching ratio measurement of $\chi \rightarrow VV$. Ms. Thesis, 2006.	8
1-3. Transformaciones permitidas en el Modelo Estándar (a) quarks, (b) leptones. Tomado de Quarks, leptons and the big bang. 1988	9
1-4. Espectro y transiciones de la familia del charmonium	15
2-1. Esquema del dispositivo utilizado en el experimento que llevó al descubrimiento de la partícula J/ψ . Tomado de “De los átomos a los quarks”. Paul Davies. 1985.	20
2-2. Número de pares electrón-positrón en función de la energía del par. Tomado de “De los átomos a los quarks”. Paul Davies. 1985.	21
2-3. Producción de la partícula J . Tomado de “De los átomos a los quarks”. Paul Davies. 1985.	21
2-4. Izquierda: Producción de hadrones. Derecha: Producción de una partícula J . Tomado de “De los átomos a los quarks”. Paul Davies. 1985.	22
2-5. Histograma de la masa invariante de $\pi^+\pi^-\pi^0$ en el decaimiento $\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0K^+K^-$. Tomado de Mesonic decays of the $\psi(3095)$. F Vanucci. Volume 15, number 7. Physical Review D. 1977.	23
2-6. Histograma de la masa invariante de K^+K^- Vs. $\pi^+\pi^-\pi^0$ en el decaimiento $\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0K^+K^-$. Tomado de Mesonic decays of the $\psi(3095)$. F Vanucci. Volume 15, number 7. Physical Review D. 1977.	24
2-7. Masa invariante de $\pi\pi$ en el decaimiento $\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0K^+K^-$, (a) $\pi^+\pi^-$, (b) $\pi^\pm\pi^\mp$, $\pi^\pm\pi^0$ para estos eventos se tiene $700 < m_{\pi^+\pi^-} < 800 \text{ MeV}/c^2$. Tomado de Mesonic decays of the $\psi(3095)$. F Vanucci. Volume 15, number 7. Physical Review D. 1977.	25
2-8. Histograma con los valores de la regla del 12% obtenidos por las colaboraciones CLEO y BES.	25

3-1. Facilidades del acelerador CESR en la Universidad de Cornell	27
3-2. Diagrama esquemático del CESR. Tomado de www.lepp.cornell.edu/public/lab-info/cesr.html	28
3-3. Ubicación del Linac en el acelerador CESR.	29
3-4. Esquema de un acelerador lineal.	30
3-5. Primeras dos secciones del acelerador lineal.	30
3-6. Secciones 3 y 4 del linac.	31
3-7. Ubicación del sincrotrón en el CESR.	32
3-8. Ubicación del anillo de almacenamiento en el CESR.	34
3-9. Cavidades de radiofrecuencia.	34
3-10. Electroimanes que coliman los haces.	35
3-11. Orbitas ‘Pretzel’.	35
3-12. Esquema del detector CLEO-c, vistas frontal y lateral. Tomado de www.lepp.cornell.edu/public/lab-info/cleo.html	37
3-13. Esquema del funcionamiento del RICH.	39
3-14. Ángulo formado por los fotones de Cerenkov.	40
3-15. Cada dispositivo detecta una o más partículas.	42
3-16. Detección de una partícula.	43
4-1. $E9/E25$	51
4-2. Masas de (a) $\pi^+\pi^-\pi^0$, (b) K^+K^-	53
4-3. Masa invariante de J/ψ a partir del modo $J/\psi+X$	54
4-4. Eficiencias $J/\psi+X$	55
4-5. Número de eventos (yield) obtenidos a partir del modo $\psi(2S) \rightarrow J/\psi+X$	56
4-6. Histogramas que muestran la señal de J/ψ , en CLEO-c y CLEO III a partir del modo $\psi(2S) \rightarrow J/\psi+X$ obtenidos con Monte Carlo y data.	57
4-7. Razones de producción (Branching ratio) para $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0 K^+K^-$	58

4-8. Estabilidad en la razón de producción de $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0K^+K^-$ a partir del modo inclusivo.	59
4-9. Masa invariante de J/ψ a partir del modo $J/\psi+\pi^+\pi^-$	60
4-10.Masa invariante $\pi^+\pi^-(\pi^+\pi^-\pi^0K^+K^-)$	61
4-11.Eficiencias $J/\psi+\pi^+\pi^-$	62
4-12.Número de eventos reconstruidos (yield) de $J/\psi+\pi^+\pi^-$	63
4-13.Histograma que muestran la señal de J/ψ , en CLEO-c y CLEO III, a partir del modo $J/\psi+\pi^+\pi^-$ obtenidos con MC y data.	64
4-14.Razones de producción (Branching ratio) para $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0K^+K^-$	65
4-15.Estabilidad en la razón de producción de $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0K^+K^-$	66
4-16.Razón de producción de los modos $J/\psi+X$, $J/\psi+\pi^+\pi^-$ y valor PDG.	67
5-1. Comparación de los valores de la regla del 12% obtenidos por BES, CLEO con los valores obtenidos de los modos inclusivo y exclusivo de este análisis.	70

Capítulo 1

FÍSICA DE ALTAS ENERGÍAS

Este trabajo es el resultado de un estudio realizado en física de altas energías, el cual pretende, también, ser un trabajo formativo que pueda ser utilizado como referencia para estudiantes y personas interesadas en conocer más acerca de la física del mundo subnuclear que nos rodea.

El estado actual del conocimiento sobre la naturaleza y las propiedades de las partículas elementales de las que está constituido el Universo, es el fruto de un extraordinario esfuerzo intelectual y a la vez de la realización de experimentos bastante complejos.

Era un hecho aceptado, incluso en los primeros años del desarrollo de la física de altas energías, que las partículas fundamentales no son entidades permanentes, sino que pueden ser creadas y destruidas en interacciones con otras partículas. La primera interacción observada fué la de la creación y destrucción de pares electrón-positrón. Estos pares se crean en colisiones de partículas de rayos cósmicos de alta energía con blancos fijos; cuando colisionan un electrón y un positrón, ambos desaparecen y se crean dos o tres fotones de rayos gamma para llevar la energía.

Este capítulo es un resumen de una de las teorías más utilizadas y aceptadas en cuanto al conocimiento acerca de la estructura de la materia, tal teoría recibe el nombre de Modelo Estándar.

El Modelo Estándar es la teoría que describe a las partículas elementales y sus interacciones. El modelo está basado en hechos experimentales. Esto lo hace a partir de la existencia de los quarks y leptones, que son los bloques fundamentales que

forman toda la materia conocida. Estos conforman tres generaciones de 4 partículas cada una con su correspondiente antipartícula.

1.1. Partículas fundamentales de materia

Al hablar de los constituyentes de la materia fácilmente llenaríamos una hoja de papel con un listado de ellos, pero, de acuerdo con el modelo estándar, todo ese listado se puede reducir a “12” partículas elementales; los fermiones. Los fermiones se dividen en quarks y leptones y se caracterizan por tener su spin fraccionario. Por otro lado tenemos los bosones (cuadro 1-4), están formados por las partículas mediadoras de la fuerza y su spin es un entero.

Estas partículas, son las constituyentes de todas las formas de materia conocida, a continuación son listadas en el cuadro 1-1, con sus respectivos nombres en inglés.

Cada una de estas partículas posee, un símbolo así como también propiedades físicas tales como masa y carga, éstas se ilustran en los cuadros 1-2 y 1-3.

Cuadro 1-1: Listado de fermiones

FERMIONES

QUARKS	LEPTONES
Up	Electrón
Down	Electrón-neutrino
Strange	Muon
Charm	Muon-neutrino
Bottom	tau
Top	Tau-neutrino

Cuadro 1-2: Propiedades físicas de los Quarks

Quark	Símbolo	carga ($ e $)	Masa (MeV/c^2)
Up	(u)	+2/3	7.5
Down	(d)	-1/3	4.2
Strange	(s)	-1/3	150
Charm	(c)	+2/3	1100
Bottom	(b)	-1/3	4200
Top	(t)	+2/3	174000

Cuadro 1-3: Propiedades físicas de los Leptones

Lepton	Símbolo	carga (e)	Masa(MeV/c^2)
Electrón	(e^-)	-1	0.511
Electrón-neutrino	(ν_e)	0	< 0.003
Muon	(μ^-)	-1	105.6
Muon-neutrino	(ν_μ)	0	< 0.19
tau	(τ^-)	-1	1784
tau-neutrino	(ν_τ)	0	< 18.2

Como ya se había mencionado el spin de los fermiones es una fracción semi-entera de \hbar , cuyo valor equivale a $\frac{1}{2}\hbar$, donde $\hbar = \frac{h}{2\pi}$, conocida como la constante reducida de Planck y h es la constante de Planck ($h = 6.6261 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$).

En el cuadro 1-3, se muestra al electrón como una partícula fundamental, lo cual nos lleva a preguntarnos, ¿porqué el neutrón y el protón, no son partículas fundamentales?

Una respuesta bastante directa a la pregunta es que los neutrones y protones están compuestos de quarks. Específicamente, el protón está compuesto de dos quarks “up” y un “down”, mientras que el neutrón esta compuesto de un quark “up” y dos quarks “down”. Esto se ilustra mejor de la siguiente forma:

$$p^+ = uud$$

$$n = udd$$

De forma muy sencilla y siguiendo el proceso algebraico se puede deducir, la carga de los quarks up y down. Partiendo del hecho conocido, que la carga del protón es 1 y la del neutrón es 0, podemos escribir:

$$\text{carga } p^+ = Q_u + Q_u + Q_d = 1$$

$$\text{carga } n = Q_u + Q_d + Q_d = 0$$

Es importante acotar, que cuando se habla de carga 1, está expresado en términos de la carga de electrón, que es aproximadamente 1.6×10^{-19} C. Al resolver el par de ecuaciones anteriores se obtienen los valores consignados en la cuadro 1-2.

Normalmente, estas partículas se tienden a agrupar en familias o generaciones. En éstas las partículas son ordenadas de menos masivas a más masivas, como se muestra en la figura 1-1.

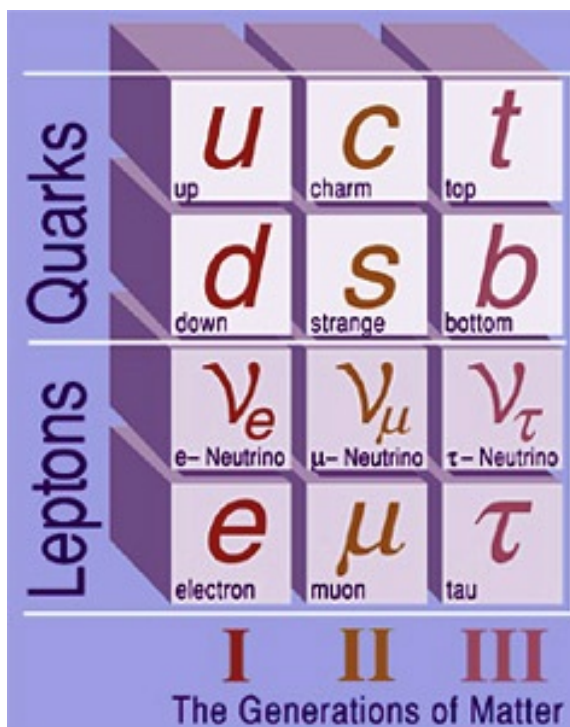


Figura 1-1: Agrupación de partículas elementales por generación.

Esta agrupación de quarks y leptones en generaciones se debe al orden en que fueron descubiertos. Como se sabe, toda la materia está compuesta por átomos y estos a su vez por electrones, protones y neutrones y estos dos últimos por quarks “up” y “down”, lo que quiere decir que la primera generación agrupa a las partículas más comunes del Universo. En los decaimientos, las partículas más pesadas decaen en otras más ligeras, por lo cual podemos esperar que la primera generación de quarks y leptones sea la más abundante. Otra cosa de notar de esta distribución

es que la masa de los quarks va aumentando, en cada generación, lo que quiere decir también que las partículas de la tercera generación son mucho más difíciles de descubrir. Éstas se han descubierto en experimentos de colisiones a muy altas energías.

En cuanto a los leptones, no son afectados por la interacción fuerte, pero los de carga -1 , responden todos de la misma forma ante las demás fuerzas fundamentales y los neutrinos asociados con cada uno son neutros.

Cabe resaltar aquí, que estos son genuinamente neutros, se dice genuino ya que no están constituidos por ninguna otra partícula, como es el caso del neutrón, que es eléctricamente neutro, pero está constituido de quarks. Adicionalmente, los neutrinos y el electrón son completamente estables. En cuanto al comportamiento en la masa de los leptones por generaciones es igual al de los quarks, incrementa en cada generación.

Por último, y no menos importante, se debe mencionar que para cada partícula mencionada anteriormente existe una antipartícula, es decir que para cada quark existe un “antiquark” y para cada leptón existe un “antileptón”. Por ejemplo, el positrón, es la antipartícula del electrón, posee la misma masa pero con carga opuesta.

1.2. Las cuatro interacciones fundamentales y los bosones

El modelo estándar reconoce cuatro interacciones, las cuales son llamadas fuerzas o interacciones fundamentales, en el cuadro 1-4, se muestran tales interacciones con sus respectivas partículas portadoras y su rango de acción.

Los Bosones o partículas mediadoras son los portadores de las interacciones. Estos se caracterizan por que tienen spin entero, e intervienen en procesos tales como cambio de color y sabor entre los quarks, procesos de aniquilación, etc.

A continuación una breve descripción de las interacciones.

- **Interacción Fuerte:** Mantiene unidos a los quarks.

Cuadro 1-4: Interacciones Fundamentales

Fuerza	Portador	Masa (MeV/c ²)	Rango de acción	Carga e	(spin/ Paridad)
Fuerte	Gluon (G)	0	10 ⁻¹⁵ m	0	1 ⁻
Electromagnética	fotón (γ)	0	∞ ≈ (1/r ²)	0	1 ⁻
Débil	Boson w [±]	81.8	10 ⁻¹⁸ m	±1	1 ⁻
Débil	Boson Z ⁰	92.6	10 ⁻¹⁸ m	0	1 ⁺
Gravitacional	Graviton (g)?	0?	∞ ≈ (1/r ²)	0?	2 ⁻

- **Interacción Electromagnética:** Es responsable de los estados base de los electrones en el núcleo y de las fuerzas intermoleculares en sólidos y líquidos.
- **Interacción Débil:** Esta relacionada con los decaimientos β y los cambios de sabor.
- **Interacción Gravitacional:** Actúa sobre cualquier partícula que posea masa. Ésta, por mucho es la menor de todas las interacciones y sus efectos son estudiados en la física macroscópica, la partícula. La que se le asocia (gravitón) no ha sido detectada aún.

A continuación hablaremos más ampliamente de las interacciones fuerte y débil, ya que la electromagnética y la gravitacional se han estudiado mucho más profundamente y su información se encuentra en muchos textos. Iniciaremos mencionando que las interacciones fuerte y débil son las más desconocidas y que su diferencia principal consiste en su rango de acción. El rango de la interacción fuerte es 10⁻¹⁵ m mientras que en la interacción débil el rango es de 10⁻¹⁷ m. Ahora el tamaño típico del diámetro atómico es de 10⁻¹⁰ m. Como se puede deducir, estas fuerzas sólo actúan en el interior del átomo.

1.2.1. Interacción fuerte

Los quarks tienen muchas otras propiedades que las nombradas anteriormente (cuadro 1-2). Ellos poseen una propiedad llamada “color”, cada quark es portador de uno de tres colores: rojo, verde y azul.

De la misma forma que el electromagnetismo describe las interacciones entre las cargas. La cromodinámica, es la rama de la física que se encarga de estudiar las interacciones entre “colores” y en ella se enuncian las leyes que gobiernan la fuerza fuerte.

La interacción fuerte sólo actúa entre quarks mientras que los leptones no experimentan ninguna reacción frente a la misma fuerza. Por esta razón se presenta la división de las partículas materiales en quarks y leptones. Pero ambos, quarks y leptones son sensibles a las otras tres fuerzas [1].

La nomenclatura del color es una analogía del estudio de la óptica con la intención de ilustrar el hecho de que los quarks son observables solamente en combinaciones. Las posibilidades conocidas son combinaciones de 2 y 3 quarks, que se conocen como **hadrones**. Las combinaciones de 3 quarks deben contener un quark de cada color: rojo + azul + verde lo cual da como resultado blanco o sin color. Estas se conocen como bariones [2],

$$\textit{Barion} : QQQ$$

. Otra posible combinación es la de quark-antiquark y su producto es conocido como mesón,

$$\textit{mesón} : Q\bar{Q}.$$

Ejemplo: $azul + a\bar{z}ul = \textit{sin color}$. La fuerza fuerte actúa como mediador entre los productos resultantes de los hadrones y en la fuerza electromagnética con los productos resultantes de los fotones.

1.2.2. Interacción débil

La interacción débil es la más difícil de describir de las fuerzas fundamentales. Normalmente, todos los hadrones libres (excepto el protón (uud)) decaerán eventualmente en combinaciones de hadrones más livianos, leptones y/o fotones. Los posibles productos de estos decaimientos dependen de la fuerza que actúe como mediadora.

Las interacciones entre las fuerzas y partículas en el modelo estándar pueden ser descritas por el conjunto de vértices que se muestran en la figura 1-2. Es de notar como solamente la fuerza débil permite la transición de quarks a quarks más livianos y leptones en leptones más livianos en los vértices. Este es el vértice que describe la interacción débil. Mediante la fuerza débil es posible explicar los decaimientos que requieren cambios de sabor, por ejemplo un neutrón (n) decayendo a un protón (p^+) + electrón (e^-) + neutrino (ν_e).

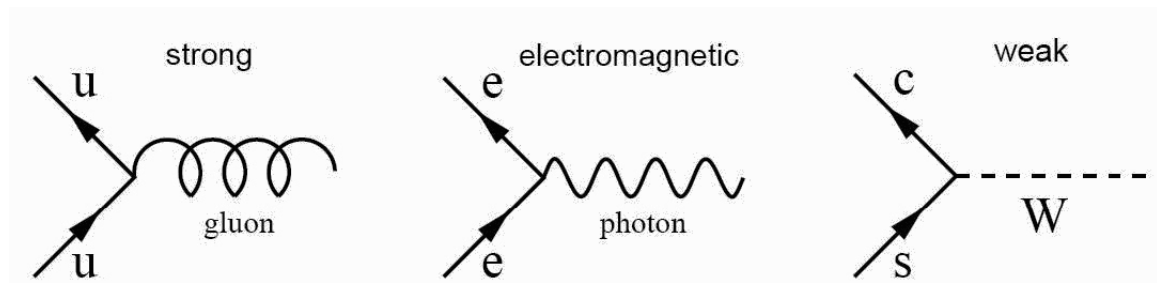


Figura 1-2: Interacciones consideradas en el modelo estándar, de ellas solo en las interacciones de fuerza débil, se permite los cambios de sabor de quarks y leptones, generándose la nueva partícula en el vértice. Tomado de Branching ratio measurement of $\chi \rightarrow VV$. Ms. Thesis, 2006.

Esta propiedad de la fuerza débil implica que toda la materia estable en el universo está compuesta solamente de la primera generación de quarks y leptones. Esto es por que la fuerza débil no solamente se acopla entre generaciones sino que también se acopla de forma de cruce generacional. Esto se aprecia mejor en la figura 1-3, donde se ilustran las transformaciones permitidas en el modelo estándar tanto en quarks como en leptones [1].

Para los quarks, tales transformaciones se resumen en la matriz (CMK) Cabbibo-Kobayashi-Masakawa.

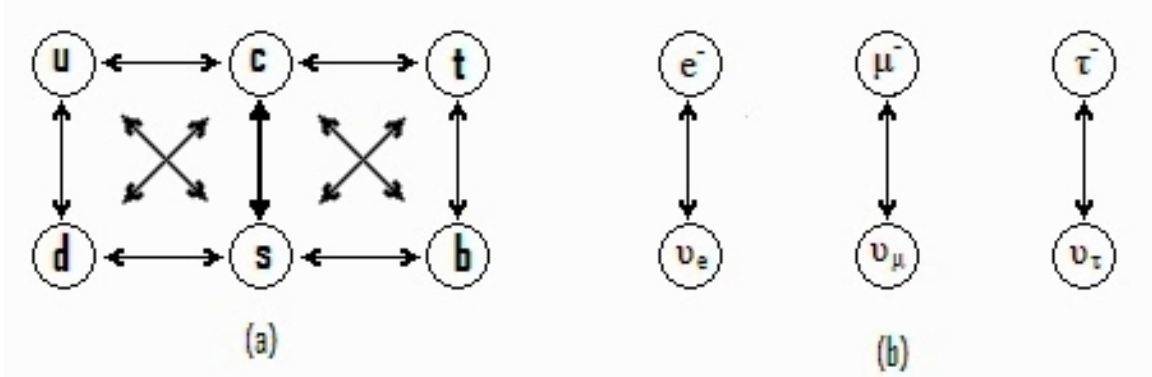


Figura 1-3: Transformaciones permitidas en el Modelo Estándar (a) quarks, (b) leptones. Tomado de Quarks, leptons and the big bang. 1988

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \underbrace{\begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}}_{\text{matriz CKM}} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

Las magnitudes de los elementos de esta matriz $|V_{ij}|$ están relacionados con la amplitud de probabilidad en mecánica cuántica con la cual un quark puede cambiar de sabor, decimos un quark i “tipo up” se transforma en un quark j “tipo down”, la transformación entonces se puede dar en la misma generación o entre generaciones. En esta época, tales magnitudes deben ser determinadas experimentalmente. Curiosamente, las medidas experimentales han revelado su comportamiento en la matriz CKM. Los elementos de la diagonal son aproximadamente iguales a 1, lo que significa que es más probable que un quark haga una transición en su propia generación.

Los valores más recientes de la matriz CMK son [3]:

$$\left(|V_{ij}| \right) = \begin{pmatrix} 0,9742 - 0,9757 & 0,219 - 0,226 & 0,002 - 0,005 \\ 0,219 - 0,225 & 0,9734 - 0,9749 & 0,037 - 0,043 \\ 0,004 - 0,014 & 0,035 - 0,043 & 0,9990 - 0,9993 \end{pmatrix}$$

1.3. Leyes de conservación

Gracias a las leyes de conservación es mucho más fácil entender que es lo que ocurre en el Universo. Con ellas podemos identificar que tipo de interacciones pueden o no ocurrir.

En la mecánica clásica, los invariantes son la conservación de la carga eléctrica, la conservación del momentum lineal, la conservación de la masa y energía y la conservación del momentum angular. En el mundo cuántico, existen otros tipos de invariantes las cuales se preservarán en algunas interacciones pero en otras no. Por ejemplo, el spin es conservado en las interacciones fuertes pero en algunas interacciones electrodébiles no.

1.3.1. Conservación del momentum angular y supresión de la Helicidad

La helicidad de una partícula está definida como la proyección de su spin a lo largo de la dirección del movimiento, una partícula con spin $\vec{\sigma}$ y momentum \vec{P} , tendrá una helicidad:

$$H = \frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{P}}{|\sigma||P|}$$

Para un spin 1/2 existen solamente dos posibles estados de helicidad, ± 1 . Si la helicidad de la partícula es positiva, esta se llamará dextrógiro (“right-handed”), y levógiro (“Left-handed”) si la helicidad es negativa. Los estados correspondientes son denotados como ψ_R y ψ_L respectivamente.

Debido a la naturaleza de la interacción débil, en los estados leptónicos provenientes de los decaimientos de interacción débil, son exclusivamente levógiros.

1.3.2. Conservación del número leptónico

El número leptónico es una etiqueta usada para indicar qué partículas son leptones y cuáles no lo son. Cada leptón tiene un número leptónico de 1, el cual es dividido en tres diferentes valores: L_e , L_μ y L_τ , que son llamados familia de números

leptónicos. Por otro lado, cada antileptón presenta un número leptónico de -1. Otras partículas que no son leptones tendrán número leptónico de 0.

Ambos, el número y la familia de números leptónicos son siempre conservados de acuerdo con el modelo estándar. Para entender mejor la diferencia entre ellos, consideremos el siguiente proceso:

$$D^0 \rightarrow \mu^+ + e^-$$

donde los números leptónicos y la familia de números leptónicos son:

$$L : 0 \rightarrow -1 \ 1$$

$$L_e : 0 \rightarrow 0 \ 1$$

$$L_\mu : 0 \rightarrow -1 \ 0$$

Para esta reacción podemos apreciar que el número leptónico se conserva pero la familia de números leptónicos no. Esto es debido al hecho que para este proceso en el estado inicial no tenemos ningún leptón pero en el estado final tenemos dos leptones de diferentes familias. Para tal decaimiento, entonces se presenta una violación de familia de números leptónicos, proceso que por tal motivo no puede ocurrir en el modelo estándar.

Un proceso permitido por el modelo estándar es:

$$\nu_\mu + e \rightarrow \mu + \nu_e$$

donde los números leptónicos son

$$L : 1 \ 1 \rightarrow 1 \ 1$$

$$L_e : 0 \ 1 \rightarrow 0 \ 1$$

$$L_\mu : 1 \ 0 \ \rightarrow \ 1 \ 0$$

.

Para este proceso, ambas cantidades son conservadas.

1.3.3. Conservación del número bariónico

Análogo a los leptones, el número bariónico es una etiqueta usada para indicar cuales partículas son bariones y cuales no lo son. Todos los bariones tienen un número bariónico 1 de tal forma que los antibariones tienen un número bariónico de -1. Cada quark tiene un número bariónico de $1/3$ y los antiquark de $-1/3$, de tal forma que cada mesón y cada leptón tienen un número bariónico de 0. En todas las reacciones, el número total de bariones de las partículas es el mismo después de la reacción, por ejemplo:

$$n \rightarrow p + e + \bar{\nu}_e$$

,

donde los números bariónicos son:

$$B : 1 \ \rightarrow \ 1 \ 0 \ 0$$

.

La conservación de los números leptónico y bariónico se asume ad hoc en el modelo estándar, en contraste a las otras leyes de conservación tales como la conservación de la carga la cual está relacionada con la naturaleza de la interacción [4].

1.3.4. Simetría CPT

La simetría o invariancia CPT, según la cual los procesos físicos deben ser invariantes (es decir, no deben cambiar; deben tener las mismas probabilidades) al someterlos a las tres operaciones combinadas de:

- **C**, Conjugación de carga: consiste en cambiar de signo todas las cargas (hacer en las ecuaciones el cambio $q \rightarrow -q$). Esto implicaría, por ejemplo, que las probabilidades de las siguientes dos reacciones deberían ser iguales:

$$\pi^+ + n \rightarrow \Lambda^0 + K^+ \quad y \quad \pi^- + n \rightarrow \Lambda^0 + K^-$$

- **P**, Paridad: invertir todas las posiciones de las partículas (hacer $x \rightarrow -x$, $y \rightarrow -y$, $z \rightarrow -z$), lo que equivale a verlo todo reflejado en un espejo.
- **T**, Inversión temporal: cambiar de signo el tiempo ($t \rightarrow -t$) y los momentos lineales de todas las partículas (es decir, invertir sus velocidades).

Los físicos confían mucho en la validez de esta simetría, pues está basada en propiedades muy generales de las teorías cuánticas de campo. Sorprendentemente, estas tres simetrías no tienen por qué darse por separado. Por ejemplo, aunque parezca mentira, nuestro mundo y su reflejado en el espejo no son iguales, ¡hay procesos que no tienen igual probabilidad en uno y en otro! (esos procesos están relacionados con la interacción débil) [5].

1.4. Mesones Vectoriales

Los mesones con spin total 1 y con paridad impar (usualmente notado como ($J^P = 1^-$)) son llamados mesones vectoriales, ver cuadro 1-5.

Cuadro 1-5: Composición en quarks de los mesones vectoriales

mesón	Contenido de Quark	Carga(e)
ρ	$u\bar{d}, d\bar{u}, (u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2}$	+1,-1,0
K^*	$u\bar{s}, s\bar{u}, d\bar{s}, s\bar{d}$	+1,-1,0,0
ω	$(u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2}$	0
ϕ	$s\bar{s}$	0
J/ψ	$c\bar{c}$	0
D^*	$c\bar{d}, d\bar{c}, c\bar{u}, u\bar{c}$	+1,-1,0,0
Υ	$b\bar{b}$	0

En particular, algunos de los mesones vectoriales como ρ (rho), ω (omega), ϕ (phi), ρ' (rho prima), J/ψ (J/psi), $\psi'(2S)$ (psi prime) y Υ (upsilon) ni tienen

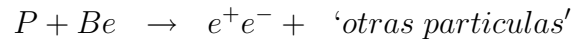
extrañeza ni número cuántico “charm” (encanto). Estos son importantes en el comportamiento electromagnético de los hadrones porque sus miembros son neutros y tienen el mismo spin, paridad intrínseca y conjugación de carga, como por ejemplo, el fotón ($J^{PC} = 1^{--}$) (ver cuadro 1-6). Como resultado, el fotón puede transformarse virtualmente en un mesón vector neutral antes de interactuar con un hadrón. Esta es la posibilidad que predomina en el modelo de los mesones vectoriales.

Cuadro 1-6: Algunos mesones vectoriales

Partícula observada	I^G	J^P	Masa (MeV/c^2)	Vida media (sec)	Modo dominante	Extrañeza
$\rho^+ \rho^- \rho^0$	1^+	1^-	770	4×10^{-24}	$\pi\pi$	0
ω	0^-	1^-	782	7×10^{-23}	$\pi^+ \pi^- \pi^0$	0
ϕ	0^-	1^-	1020	2×10^{-22}	$K^+ K^-$	0

1.5. Charmonium

La existencia del quark encanto “charm”, fue propuesta en 1970 por Glashow, Ilioupous y Mainani. Su descubrimiento se llevo a cabo en 1974, cuando dos grupos usando diferentes técnicas en un experimento e^+e^- observaron una estrecha resonancia en 3.1 GeV. El primer grupo, del Laboratorio Nacional de Brookhaven (BNL), bajo la dirección de Samuel Ting, usó dos espectrómetros para detectar el par e^+e^- , el cual resulto de la colisión de un protón con un blanco de berilio (Be):



Un delgado pico en la masa invariante de e^+e^- , fue la evidencia de la producción de una nueva partícula que subsecuentemente decaía en un par e^+e^- , dicha partícula fue nombrada J por este grupo.

La misma partícula fue descubierta independientemente en el Acelerador Lineal de Stanford (SLAC) en su anillo de almacenamiento e^+e^- junto con la colaboración

del Laboratorio Lawrence Berkeley, bajo la dirección de Burton Richter. Ellos nombraron a esta partícula como ψ . Hoy en día esta partícula se conoce como J/ψ . Posteriormente se encontraron algunos estados excitados como $\psi(2S)$ y ψ'' [6].

Hoy en día es bien conocido que J/ψ posee el valor mas bajo de masa en el sistema $c\bar{c}$ con el mismo número cuántico J^{PC} del fotón. Esto se explica porque se produce en más cantidad que cualquier otro miembro del sistema. Dicho estado base $c\bar{c}$ se le nombró charmonium en analogía al positronio, cuyo nivel base posee una estructura similar.

Cuadro 1-7: Propiedades del charmonium

mesón	J^{PC}	Masa(GeV/ c^2)
η_c	0^{-+}	2.980
J/ψ	1^{--}	3.097
χ_{c0}	0^{++}	3.415
χ_{c1}	1^{++}	3.511
χ_{c2}	2^{++}	3.556
h_c	1^{+-}	3.594
$\eta_c(2S)$	0^{-+}	3.594
ψ'	1^{--}	3.686

El espectro de $c\bar{c}$, conocido hasta hoy dia, se muestra en la cuadro 1-7 y en la figura 1-4 [3].

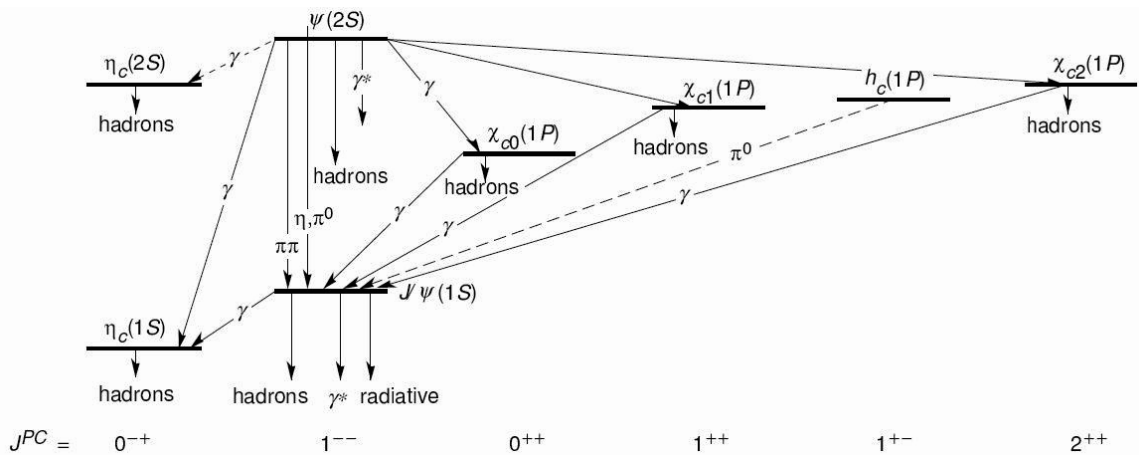


Figura 1-4: Espectro y transiciones de la familia del charmonium

Por último y a modo de resumen general, podemos decir que, las partículas, en el modelo estándar, se pueden clasificar de diversas maneras:

Por la función:

Partículas materiales: Poseen la “carga” para que actúe sobre ellas la interacción correspondiente a cada tipo de carga: carga (masa) gravitacional (gravitación) carga de sabor (interacción débil), carga electromagnética (electromagnetismo) y carga de color (interacción fuerte).

Partículas portadoras: Gravitones -partículas aún no descubiertas-, portadoras de la gravitación, bosones Z , W^- y W^+ , portadoras de la interacción débil, fotones, portadoras del electromagnetismo, y, finalmente, los gluones, que portan la interacción fuerte.

Por el tipo de interacción:

Partículas de la interacción gravitacional: comprende a las partículas materiales con carga gravitatoria y las partículas portadoras de la interacción gravitacional -no evidenciada aún su existencia-, los gravitones.

Partículas de la interacción débil: son las partículas que tienen carga de sabor, y las correspondientes portadoras de la interacción débil, los llamados bosones Z , W^- y W^+ .

Partículas de la interacción electromagnética: comprende a las partículas con carga electromagnética y a los fotones, portadoras de este tipo de interacción.

Partículas de la interacción fuerte: son las partículas que tienen el tipo de carga sobre el cual actúa la interacción, la llamada carga de color, y las correspondientes partículas portadoras, los gluones.

Por la estructura:

Partículas fundamentales: son las partículas no compuestas de otras partículas, tales como los quarks, los leptones y las partículas portadoras (gravitones, bosones Z , W^- y W^+ , fotones y gluones).

Partículas no fundamentales, o hadrones: bariones (compuestas por tres quarks, como son los nucleones y los hiperones), y los mesones, que están formados por un par quark-antiquark y también, en ciertas situaciones, por dos quarks.

Por el spin:

Fermiones: partículas cuyo spin o momento angular intrínseco viene dado por un número semientero ($1/2, 3/2, \dots, -1/2, -1/3, \dots$), partículas que obedecen al Principio de Exclusión de Pauli, denominados fermiones porque siguen la estadística de Fermi-Dirac. Son los bariones, leptones y quarks.

Bosones: Partículas de spin entero ($0, 1, 2, \dots, -1, -2, \dots$), que siguen la estadística de Bose-Einstein. Son estas partículas los mesones y las partículas portadoras (gravitones, bosones Z, W^- y W^+ , fotones y gluones) [7].

1.6. Regla de 12 %

Los estados J/ψ y $\psi(2S)$ son estados base del charmonium. En la teoría perturbativa QCD los decaimientos de estos estados se espera que esten dominados por la aniquilación de sus constituyentes $c\bar{c}$ en 3 gluones o en fotones virtuales. El ancho (width) parcial para estos decaimientos es exclusivamente un estado hadrónico X y se espera que sea proporcional al cuadrado de la función de onda de $c\bar{c}$ evaluada en el origen, $|\Psi_{c\bar{c}}(0)|^2$.

$$\Gamma_h = |M_h|^2 |\Psi(0)|^2$$

$$\Gamma_h = \left(\frac{2}{9\pi}\right)(\pi^2 - 9) \frac{5}{18} \alpha_s^3 \left(\frac{4}{3}\alpha_s\right)^3 m_p'$$

La cual es medida por la razón de decaimientos en leptones, la constante de acoplamiento α_s , no es muy diferente en las masas de J/ψ y $\psi(2S)$, el ancho leptónico via fotón-fotón en $l\bar{l}$ es

$$\Gamma_l = |M_l|^2 |\Psi(0)|^2 = \frac{1}{2} \left(\frac{2}{3}\alpha\right)^2 \left(\frac{4}{3}\alpha_s\right)^3 m_p'$$

donde $\alpha \approx \frac{1}{137}$, es la constante de estructura fina. Aunque los calculos se han hecho separadamente no son confiables, la razón:

$$\frac{\Gamma_l}{\Gamma_h} = \frac{\frac{2}{9}\alpha^2}{(2/9)(\pi^2 - 9)5/\alpha_s^3}$$

es independiente de la función de onda [8]. Entonces se espera que para cualquier estado X la razón de producción estará relacionada por:

$$Q_h = \frac{B_{\psi(2S) \rightarrow X}}{B_{J/\psi(2S) \rightarrow X}} \approx \frac{B_{\psi(2S) \rightarrow e^+e^-}}{B_{J/\psi(2S) \rightarrow e^+e^-}} \approx 12,7 \pm 0,5 \%$$

Esta relación es llamada “la regla del 12 %”. Se esperan pequeñas desviaciones a la regla, aunque la regla trabaja perfectamente para algunos modos de decaimientos del $\psi(2S)$.

Recientes publicaciones [9] acerca de teorías y de experimentos concluyen que las explicaciones teoricas actuales no son satisfactorias, es decir, que se deben realizar muchos más experimentos para obtener los resultados deseados.

La regla del 12% da una prueba valiosa para los modelos teórico y además brinda nuevas perspectivas para: los anchos de producción y a las interacciones de los estados finales de los decaimientos $\psi(2S)$. [10]

Capítulo 2

OBJETIVOS Y TRABAJOS PREVIOS

2.1. Objetivos

A partir de una muestra de 3.08×10^6 $\psi(2S)$ colectada en el detector CLEO, se realiza un estudio del decaimiento hadrónico $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0K^+K^-$, el cual es un estado base del charmonium ($c\bar{c}$). Para tal decaimiento se obtiene la razón de producción (Branching Ratio) y se compara con el correspondiente decaimiento $\psi(2S)$ para corroborar la regla del 12% de los decaimientos hadrónicos.

2.2. Trabajos Previos

A mediados de los años 70, ocurrieron algunos acontecimientos que provocaron serias dudas sobre la sencillez definitiva de todo el modelo de los quarks. Parte de estos acontecimientos eran de tipo experimental: estaban relacionados con la aparición de nuevas partículas totalmente insospechadas. El resto era de índole teórica y de algún modo había formado parte del propio modelo desde un principio [6].

2.2.1. Descubrimiento de la Partícula J/ψ

A mitad del año 1974 se realizaron dos experimentos a varios miles de kilómetros de distancia. Los dos eran totalmente distintos y los físicos que trabajaban en uno desconocían por completo lo que ocurría en el otro. Ambos sin embargo, terminaron en el descubrimiento de una nueva partícula. Los descubrimientos se hicieron tan cerca el uno del otro que fueron notificados en el mismo número de Physical Review Letters.

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. Se bombardeó un

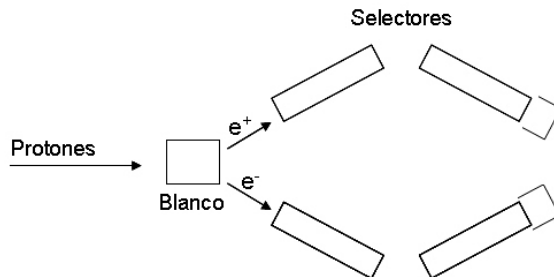
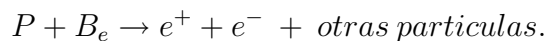


Figura 2-1: Esquema del dispositivo utilizado en el experimento que llevó al descubrimiento de la partícula J/ψ . Tomado de “De los átomos a los quarks”. Paul Davies. 1985.

blanco de berilio (metal ligero cuyo núcleo contiene en total nueve protones y neutrones) con un haz de protones. Una serie de selectores magnéticos, contadores de centelleo y contadores Cerenkov se habían dispuesto simétricamente como se muestra en la figura 2-1. El objetivo era buscar reacciones del tipo



En otras palabras, el experimento del M.I.T. estaba diseñado para buscar pares de electrones producidos en una colisión nucleón-protón.

En el experimento de Ting la dificultad radica en que los pares de electrones se producen muy raramente, sobre todo a los grandes ángulos en que se hacían las mediciones de acuerdo con el diseño del dispositivo experimental. Podrían producirse perfectamente miles de millones de pares de hadrones por cada par de electrones.

Por otro lado, Ting y su grupo habían invertido más de 10 años perfeccionando su dispositivo, tiempo en el que adquirieron una sólida reputación de experimentadores extremadamente precisos y cuidadosos.

Con su cuidadosa técnica experimental, el grupo empezó a obtener datos a finales del verano y a principios del otoño de 1974. Cuando hicieron una gráfica del número de pares positrón-electrón en función de la energía del par, obtuvieron un resultado como el de la figura 2-2. Un pico prominente (correspondiendo a unos 250 sucesos) apareció a la energía cerca de 3.1 GeV. Para que esta reacción suceda

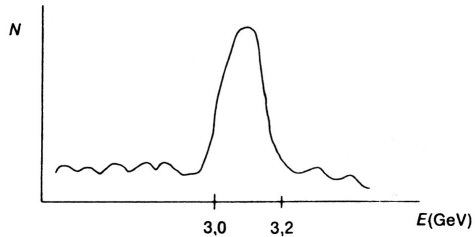


Figura 2-2: Número de pares electrón-positrón en función de la energía del par. Tomado de “De los átomos a los quarks”. Paul Davies. 1985.

se debe realizar a través de una partícula intermediaria, como se indica en la figura 2-3.

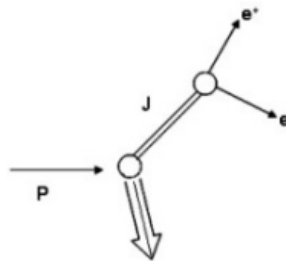


Figura 2-3: Producción de la partícula J . Tomado de “De los átomos a los quarks”. Paul Davies. 1985.

La nueva partícula fue bautizada con el símbolo “ J ” por el grupo del M.I.T. Se han dado varias razones para justificar esta denominación. La razón oficial esgrimida por Ting es que la partícula es el resultado de una interacción en la que interviene la densidad de corriente electromagnética, designada comúnmente en física teórica por la letra “ J ”. Otros han señalado, sin embargo, que existe un notable parecido entre la letra “ J ” y el carácter chino que significa Ting.

Mientras todo esto ocurría en Brookhaven, un grupo en Stanford dirigido por Burton Richter del S.L.A.C. llegó a una conclusión similar por otro camino. Desde el principio de la década de los 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 para, después de almacenadas, hacerlas chocar de frente. En 1972, precisamente 21 meses después de haber obtenido fondos para la construcción de su dispositivo, pudo finalmente ponerlo en marcha.

Cuando empezó a funcionar se almacenaron en el anillo electrones y positrones de energías de hasta 3 GeV que, debido al hecho de tener cargas eléctricas opuestas, circulaban también en sentidos opuestos. Los electroimanes colocados alrededor del anillo se ajustaron convenientemente para que las partículas se movieran en sus trayectorias predeterminadas.

Los dos haces se hicieron chocar en la región de interacción, junto a la cual se habían dispuesto contadores para detectar lo que se hubiera producido. En esta situación un electrón y un positrón chocan y producen un grupo de hadrones. En general, la reacción será la del diagrama de la izquierda de la figura 2-4, pudiéndose observar grupos de piones, mesones K, electrones y positrones. Pero cuando los resultados experimentales empezaron a acumularse, se encontró una “protuberancia” en la sección eficaz electrón-positrón. Esto indicaba que la interacción se producía mediante una partícula intermedia como se puede ver en el diagrama de la derecha de la figura 2-4. El grupo de Stanford denominó a la partícula ψ .

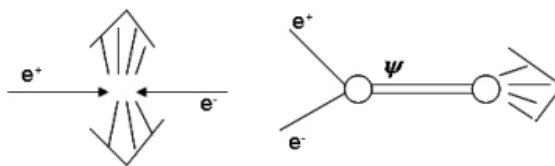


Figura 2-4: Izquierda: Producción de hadrones. Derecha: Producción de una partícula J . Tomado de “De los átomos a los quarks”. Paul Davies. 1985.

Cada uno de los dos grupos tuvo conocimiento del trabajo del otro durante el otoño de 1974, cuando Sam Ting estuvo de visita en Stanford. Por entonces los dos grupos estaban a punto de publicar sus resultados. Dos experimentos completamente independientes, usando técnicas completamente distintas, habían descubierto la misma partícula prácticamente al mismo tiempo. En la actualidad la partícula se designa por J/ψ [11].

En un experimento posterior y similar, se analizaron aproximadamente 150000 decaimientos hadrónicos del estado ψ , los cuales fueron colectados por el detector

magnético SLAC-LBL ubicado en las facilidades del colisionador electrón-positrón SLAC, SPEAR. La muestra tuvo una luminosidad de 140 nb^{-1} .

Sus resultados fueron publicados en “**Mesonic decays of the $\psi(3095)$** ”, el cual presentaba la razón de producción de $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0 K^+K^-$ y diferentes estados asociados de tal decaimiento mesónico, tales como ωK^+K^- , $\omega f'$, $\varphi\eta$, donde estas partículas han sido reconstruidas de la siguiente manera $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, $f' \rightarrow K^+K^-$, $\varphi \rightarrow K^+K^-$ y $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$.

Cuadro 2-1: Resultados obtenidos en el experimento realizado en el SLAC

Topología	Modo de Decaimiento	Número de eventos	Eficiencia	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	$(0.8 \pm 0.5) \times 10^{-3}$
	$\omega f'$	-2 ± 2.4	0.034	$< 1.6 \times 10^{-4}$
	$\varphi\eta$	5 ± 2.5	0.013	$(1.0 \pm 0.6) \times 10^{-3}$

Los resultados obtenidos para $\pi^+\pi^-\pi^0 K^+K^-$, se ilustran en el cuadro 2-1. En las figura 2-5, 2-6 y 2-7 se ilustran los resultados de masa invariante para $\pi^+\pi^-\pi^0$, K^+K^- Vs. $\pi^+\pi^-\pi^0$ y $\pi\pi$ en el decaimiento $\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0 K^+K^-$ [12].

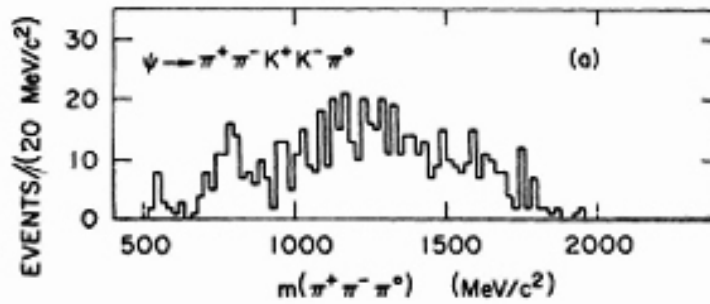


Figura 2-5: Histograma de la masa invariante de $\pi^+\pi^-\pi^0$ en el decaimiento $\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0 K^+K^-$. Tomado de Mesonic decays of the $\psi(3095)$. F Vanucci. Volume 15, number 7. Physical Review D. 1977.

Adicionalmente, las colaboraciones BES [13] y CLEO [10], obtuvieron el valor de la razón de producción de $\psi(2S)$ para posteriormente obtener el valor Q_h o “regla del 12%”,

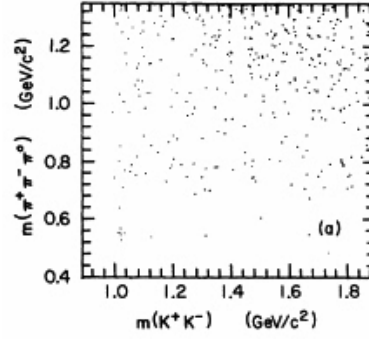


Figura 2-6: Histograma de la masa invariante de $K^+K^-V_s$. $\pi^+\pi^-\pi^0$ en el decaimiento $\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0K^+K^-$. Tomado de Mesonic decays of the $\psi(3095)$. F Vanucci. Volume 15, number 7. Physical Review D. 1977.

Los resultados obtenidos por las colaboraciones BES y CLEO se recopilan en el cuadro 2-2 y se ilustran en la figura 2-8.

Cuadro 2-2: Resultados de Q_h obtenidos por la colaboración BES y CLEO

	Modo	$B_{\psi(2S)\rightarrow h}(10^{-4})$	$B_{J/\psi(2S)\rightarrow h}(10^{-4})$	Q_h
BES	$\pi^+\pi^-\pi^0K^+K^-$	11.7 ± 1.8	120 ± 28	9.8 ± 2.8
	ωK^+K^-	2.38 ± 0.47	16.8 ± 2.1	14.2 ± 3.4
	$\omega f_0(1710) \rightarrow \omega K^+K^-$	0.59 ± 0.22	6.6 ± 1.3	8.9 ± 3.8
CLEO	$\pi^+\pi^-\pi^0K^+K^-$	12.7 ± 0.5	120 ± 28	10.59 ± 2.81
	$2(\pi^+\pi^-)$	$2.2\pm 0.2\pm 0.2$	4.50 ± 1.00	5.55 ± 1.53
	$\rho\pi^+\pi^-$	$2.0\pm 0.2\pm 0.4$	4.20 ± 1.50	–
	$2(\pi^+\pi^-)\pi^0$	$26.1\pm 0.7\pm 3.0$	30.0 ± 8.00	7.76 ± 1.10
	$\omega\pi^+\pi^-$	$8.2\pm 0.5\pm 0.7$	4.80 ± 0.90	11.35 ± 1.94
	$K^+K^-\pi^+\pi^-$	$7.1\pm 0.3\pm 0.4$	16.0 ± 4.00	9.85 ± 3.23
	$\phi\pi^+\pi^-$	$0.9\pm 0.2\pm 0.1$	1.50 ± 0.28	11.07 ± 3.30
	ωK^+K^-	$1.9\pm 0.3\pm 0.3$	1.50 ± 0.40	10.19 ± 2.96
	$2(K^+K^-)$	$0.6\pm 0.1\pm 0.1$	–	6.71 ± 2.74
	ϕK^+K^-	$0.8\pm 0.2\pm 0.1$	0.60 ± 0.22	5.14 ± 1.53
	$p\bar{p}\pi^+\pi^-$	$5.9\pm 0.2\pm 0.4$	8.00 ± 2.00	9.90 ± 1.16
	$p\bar{p}\pi^+\pi^-\pi^0$	$7.3\pm 0.4\pm 0.6$	–	18.70 ± 5.80
	$\eta p\bar{p}$	$0.8\pm 0.3\pm 0.3$	–	3.80 ± 2.09
	$\omega p\bar{p}$	$0.6\pm 0.2\pm 0.2$	0.80 ± 0.32	4.69 ± 2.22

Es importante recordar que el valor de la regla del 12% se obtiene de la razón $\frac{B_{\psi(2s)}}{B_{J/\psi}}$, donde el valor de la razón de producción de J/ψ es tomado del PDG. Para los modos $\pi^+\pi^-\pi^0K^+K^-$, $2(K^+K^-)$, $p\bar{p}\pi^+\pi^-\pi^0$ y $\eta p\bar{p}$, esta es la primera medida de Q_h . Todos los modos excepto $p\bar{p}\pi^+\pi^-$ tienen un Q_h por debajo de 12.7%.

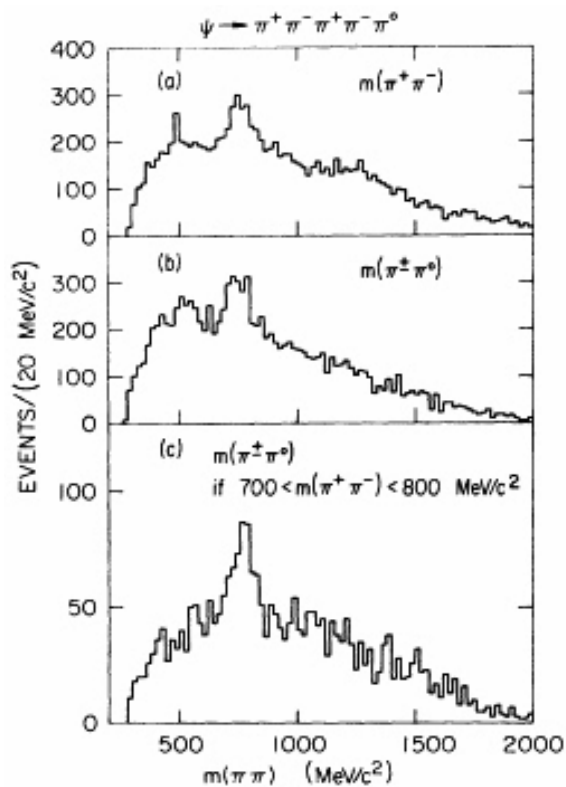


Figura 2-7: Masa invariante de $\pi\pi$ en el decaimiento $\psi \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 K^+ K^-$, (a) $\pi^+ \pi^-$, (b) $\pi^\pm \pi^-$, $\pi^\pm \pi^0$ para estos eventos se tiene $700 < m_{\pi^+ \pi^-} < 800 \text{ MeV}/c^2$. Tomado de Mesonic decays of the $\psi(3095)$. F Vanucci. Volume 15, number 7. Physical Review D. 1977.

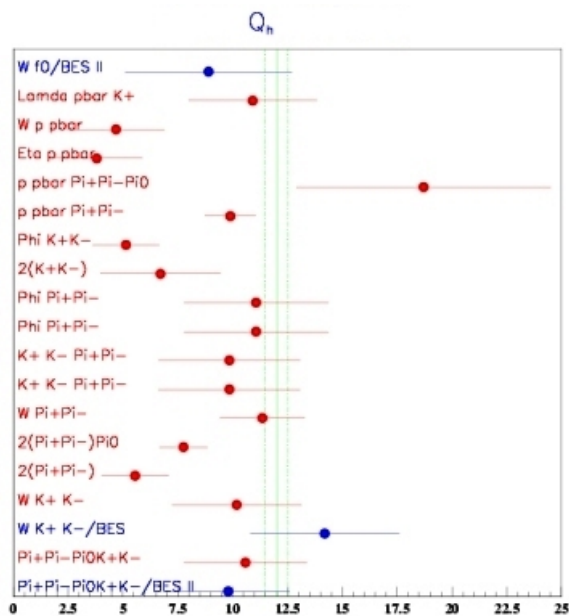


Figura 2-8: Histograma con los valores de la regla del 12% obtenidos por las colaboraciones CLEO y BES.

Capítulo 3

ACELERADOR CESR

Los aceleradores son máquinas que comunican de manera controlada una velocidad previamente determinada a una partícula cargada. Existen aceleradores de partículas negativas (como los electrones) y aceleradores de partículas positivas (como los protones y las partículas alfa). Además, se pueden clasificar, según la velocidad que adquieran las partículas luego de acelerarse, estos pueden ser de baja, mediana o alta energía. Los aceleradores pueden ser lineales o en forma de anillo. Esto depende de la cantidad de energía que se desee manejar. En la física de altas energías se emplean los aceleradores para producir colisiones de haces de partículas ya sea contra un blanco fijo o contra otro haz de partículas, con el fin de producir nuevas partículas.

Todos los aceleradores se basan en el mismo principio: habrá de producirse un campo eléctrico que acelere a las partículas cargadas. Esto se logra, por ejemplo, cargando dos placas con cargas de signo opuesto. Según la ley de Coulomb, la partícula que ha de acelerarse será repelida por la placa cargada con el mismo signo de la carga que tiene la partícula, y atraída por la otra placa. Para que el sistema sea eficiente, se deberán evitar los choques indeseados de la partícula acelerada. Esto implica vaciar la región entre las placas, extrayendo la mayor cantidad de moléculas posible. En otras palabras, los aceleradores deben estar “al vacío”.

3.1. CESR: CORNELL ELECTRON STORAGE RING

Para entender como los análisis en física de partículas son hechos, es necesario tener algún conocimiento acerca del equipo utilizado para recolectar los datos. Este

conocimiento nos lleva a analizar todas las piezas del equipo, es decir, el acelerador lineal (Linac), el Sincrotrón, el anillo de almacenamiento (storage ring) y el detector CLEO-c, los cuales son los componentes básicos del CESR.

3.1.1. Ubicación

El acelerador CESR (Cornell Electron Storage Ring) es un colisionador simétrico de e^-e^+ (electrón-positrón), se encuentra ubicado en la Universidad de Cornell (Ithaca, New York, USA). Fue construido en 1979, se usa fundamentalmente para producir colisiones electrón-positrón, las cuales pueden oscilar entre un rango de energía (en el centro de masa) entre 3 y 11 GeV, por colisión. Su tamaño es tal que es mucho mayor que un campo de football. Cuenta con un perímetro de 768.43 m y esta enterrado a una profundidad de 12.2 m en las facilidades de la U. de Cornell. (3-1).



Figura 3-1: Facilidades del acelerador CESR en la Universidad de Cornell

El acelerador CESR (3-2), está constituido por un acelerador lineal (Linac), el sincrotrón (synchrotron), el anillo de almacenamiento (storage ring) y los tableros

oeste y este para estudiar la radiación de sincrotrón (CHESS - Cornell High Energy Synchrotron Source).

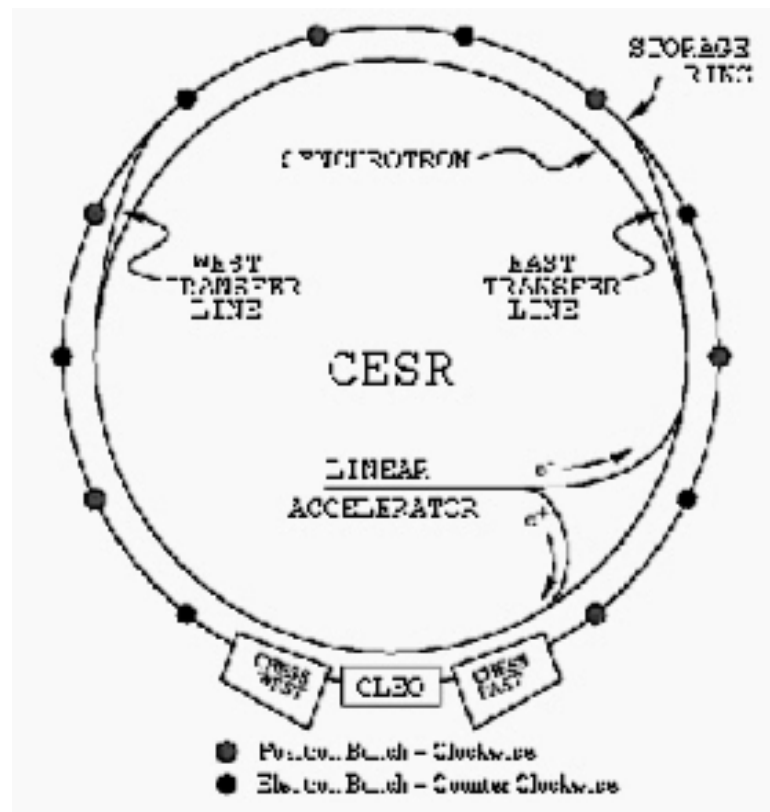


Figura 3-2: Diagrama esquemático del CESR. Tomado de www.lepp.cornell.edu/public/lab-info/cesr.html

3.1.2. Acelerador Lineal (Linac)

Este dispositivo fue propuesto en 1924, por el físico sueco Gustaf Ising, aunque el primero en construir un acelerador lineal fue Rolf Wideröe (noruego). Este aceleraba iones de potasio hasta una energía de 50.000 eV. La idea básica es acelerar las partículas subatómicas cargadas proporcionándoles pequeños incrementos de energía cuando pasan a través de una secuencia de campos eléctricos alternos.

En primera instancia, de una placa de tungsteno sobrecalentada emergen electrones, que son acelerados gracias a campos electromagnéticos (con una energía de 300 MeV), a lo largo de una distancia de 30.5 m, en el acelerador lineal (fig 3-3).

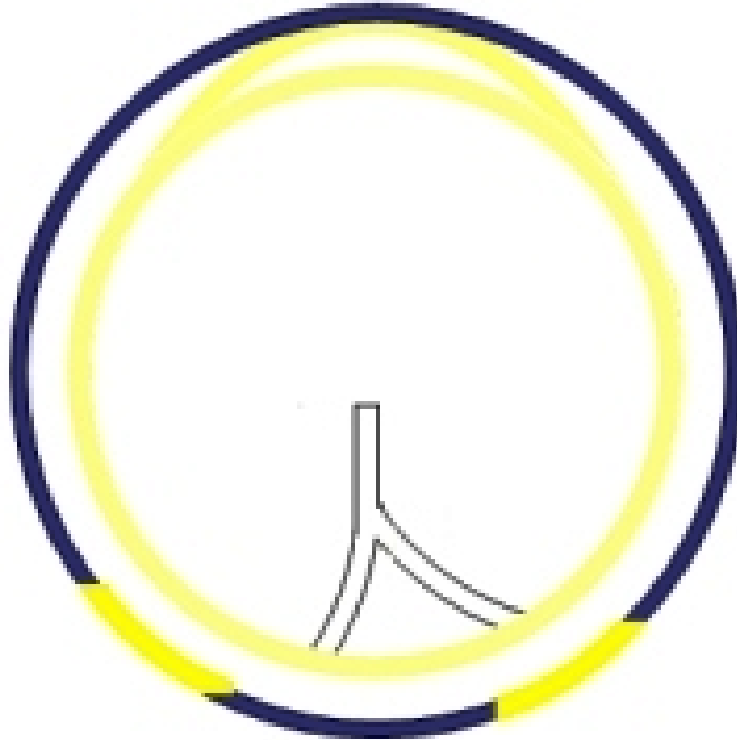


Figura 3-3: Ubicación del Linac en el acelerador CESR.

Los positrones no son encontrados comúnmente en la naturaleza, son producidos junto con algunos fotones en la parte media del acelerador lineal cuando el haz de electrones colisiona fuertemente contra un blanco fijo de tungsteno.

Posteriormente los positrones son colectados y acelerados en las secciones restantes del acelerador lineal, alcanzando una energía de 400 MeV. La aceleración se logra gracias a que las secciones alternas del tubo se conectan entre sí y se aplica una diferencia de potencial oscilante. En el esquema de la figura 3-4, se ilustran las secciones del acelerador lineal. En ella el potencial de las porciones de tubo de blancas son positivas y las de color oscuro son negativas, es decir, si la primera sección es positiva la segunda será negativa y así sucesivamente.

Gracias a esta distribución, la partícula siempre es acelerada al pasar de una sección a otra. Para que esto suceda la frecuencia de la fem (Fuerza electromotriz)

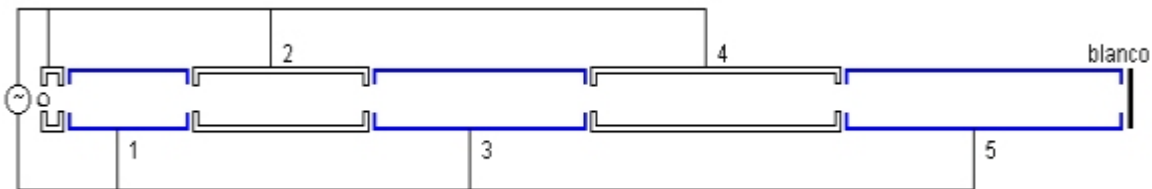


Figura 3-4: Esquema de un acelerador lineal.

alterna debe ser tal que, el tiempo que tarde la partícula en recorrer cualquier sección de tubo sea el mismo que necesita la fem para cambiar de polaridad [14].

A continuación se ilustran los fundamentos físicos clásicos para obtener el comportamiento mencionado anteriormente al estudiar las dos primeras secciones del tubo (3-5):

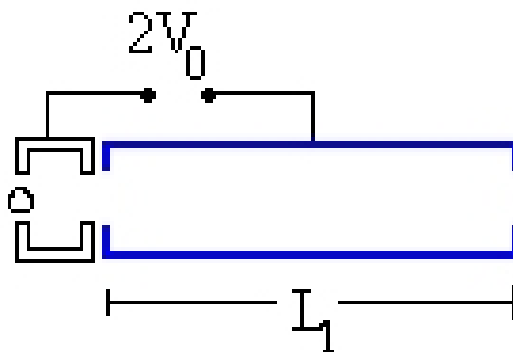


Figura 3-5: Primeras dos secciones del acelerador lineal.

Aplicando la conservación de la energía y asumiendo que la diferencia de potencial entre las dos primeras secciones del tubo es $2V_0$, tenemos:

Energía Cinética = Energía Potencial Eléctrica

$$\frac{1}{2}mv_1^2 = 2qV_0 \quad (3.1)$$

Considerando, velocidades clásicas, tenemos por cinemática, el tiempo que tarda la partícula en pasar de una sección de tubo a la siguiente, esto es:

$$t_1 = \frac{L_1}{2} \sqrt{\frac{m}{qV_0}} \quad (3.2)$$

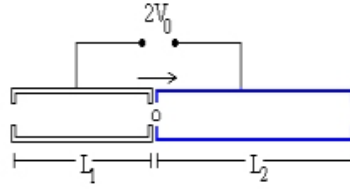


Figura 3-6: Secciones 3 y 4 del linac.

De igual forma, para las siguientes secciones (fig. 3-6), se obtiene:

$$\frac{1}{2}mv_2^2 = 4qV_0$$

$$t_2 = \frac{L_2}{2} \sqrt{\frac{m}{2qV_0}}.$$

Como se había mencionado anteriormente, para conseguir que siempre se aceleren las partículas. El período y la frecuencia de la fuente deben ser:

$$P = 2t_1 = L_1 \sqrt{\frac{m}{qV_0}} \quad (3.3)$$

$$F = \frac{1}{L_1} \sqrt{\frac{qV_0}{m}}.$$

Adicionalmente, para que la partícula de interés esté en fase con el potencial oscilante, las longitudes de las secciones siguientes, L_n , deben cumplir la siguiente proporción:

$$L_n = L_1 \sqrt{n} \quad (3.4)$$

donde n es la sección del tubo el cual se desea estudiar [15].

3.1.3. Síncrotrón

En 1945, el físico soviético Vladímir Veksler y el físico estadounidense Edwin M. McMillan sugirieron, el Síncrotrón ó ciclotrón de frecuencia modulada. En éste, se hace variar el campo magnético para mantener la trayectoria de las partículas

constante, o sea, el radio no varía demasiado. El primer sincrotrón fue el cosmotrón usado en el laboratorio nacional Brookhaven de Estados Unidos (N.Y.) y comenzó a operar en 1952, logrando una energía de 3 GeV.

En la figura 3-7, se muestra la ubicación del sincrotrón en el esquema general del acelerador.

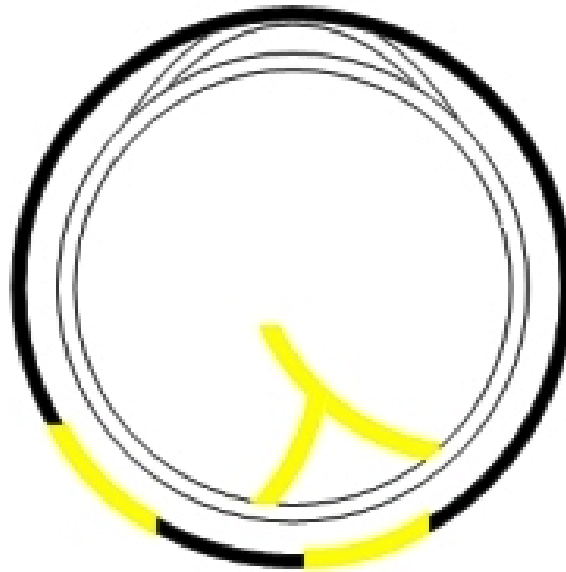


Figura 3-7: Ubicación del sincrotrón en el CESR.

Una vez inyectados los electrones y positrones en el Sincrotrón, también al vacío, se aceleran en cuatro estaciones casi hasta alcanzar la velocidad de la luz.

Aplicando los principios básicos de la física clásica (conceptos no relativistas) tenemos que, las partículas dentro del anillo experimentarían una fuerza centrípeta y otra de tipo magnético, las cuales obligan a la partícula a permanecer en su trayectoria.

$$F = \frac{mv^2}{R}, \quad F = Bqv \quad (3.5)$$

Igualando el conjunto de ecuaciones (3.5), tenemos:

$$\frac{mv^2}{R} = Bqv,$$

despejando R:

$$R = \frac{mv}{Bq}. \quad (3.6)$$

Es importante acotar que como las partículas están cercanas a la velocidad de la luz el análisis anterior debe ser corregido con el factor relativista.

El Sincrotrón del CESR acepta los electrones (con 300 MeV) o los positrones (con 150 a 200 MeV) desde el acelerador lineal y los acelera hasta alcanzar la energía deseada para ser almacenados en el anillo de almacenamiento, usualmente entre 5.27 y 5.3 GeV. En el anillo del sincrotrón, las trayectorias de las partículas se curvan gracias a los 193 electroimanes ubicados cada 3 metros y cuya fuerza magnética se incrementa en cada giro ya que por las bobinas circula una corriente alterna de 500 mA, con una frecuencia de 60 Hz. El ciclo de aceleración completo es repetido 60 veces por segundo por cerca de 10 minutos, esto es cerca de 40000 revoluciones por cada 5 GeV, siendo en sentido horario para los positrones y en sentido antihorario para los electrones. Cuando los electrones y positrones alcanzan una energía de 5 GeV están viajando a un 99.999995% de la velocidad de la luz.

3.1.4. Anillo de Almacenamiento

El anillo de almacenamiento usa el mismo principio del sincrotrón, esto es las partículas giran en una órbita circular en un alto vacío y bajo la influencia de campos magnéticos. Está ubicado en la zona más externa de las facilidades del acelerador (fig 3-8).

El objetivo principal del anillo de almacenamiento es mantener a los electrones y positrones con una energía constante para el momento de la colisión (cerca de una hora). Esto se logra mediante cuatro estaciones llamadas cavidades de radiofrecuencia (fig 3-9) que operan a una frecuencia de 500 MHz, las cuales suministran la energía adicional para que las partículas continúen en una trayectoria cuasi-estable, ayudadas por la deflexión provocada por los campos magnéticos.

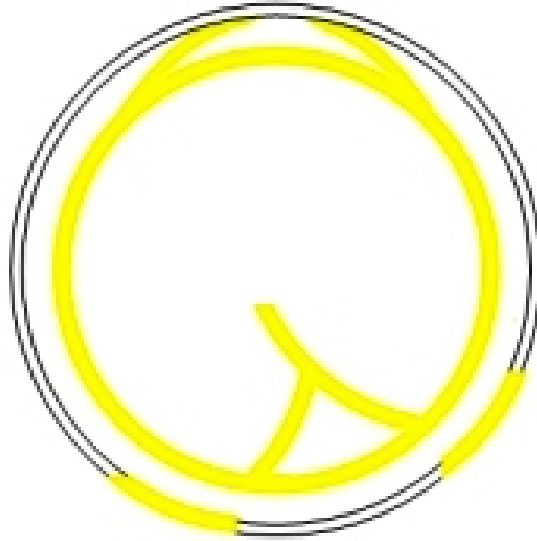


Figura 3-8: Ubicación del anillo de almacenamiento en el CESR.

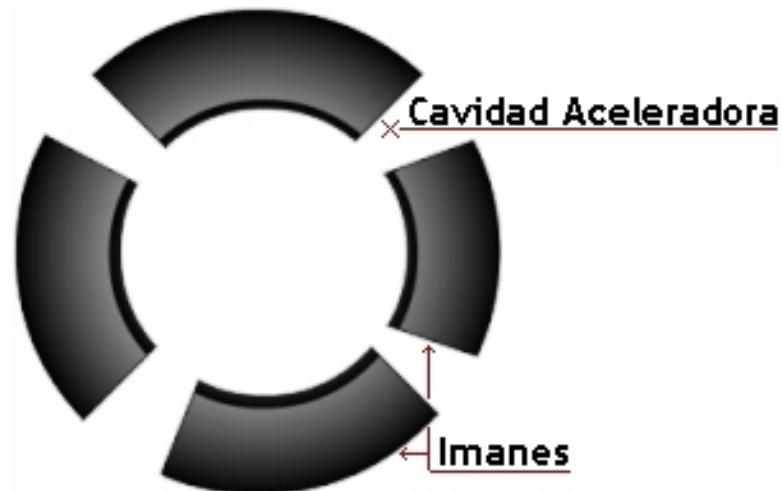


Figura 3-9: Cavidades de radiofrecuencia.

Para evitar cualquier alteración antes de que los haces entren al detector se ubican unos dipolos, para acelerar el haz y adicionalmente se instalan cuadrupolos y sextupolos para colimar los haces (ver fig 3-10). Estos viajan en órbitas dentro del anillo de almacenamiento, en sentidos opuestos formando 9 paquetes llamados “trains”. Cada train esta formado por 5 “racimos” (bunches) de tal forma que cuando llega el momento de la colisión chocan los primeros paquetes de electrones con positrones, después los segundos y así sucesivamente.

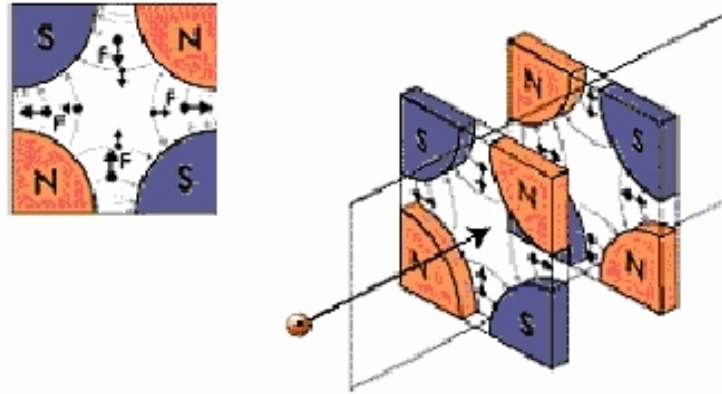


Figura 3-10: Electroimanes que coliman los haces.

Para evitar colisiones prematuras se imprime un tiempo de separación para cada paquete de 14 ns, y adicionalmente se incluyen 4 separadores electrostáticos (un campo eléctrico) que provocan una perturbación deliberada en las órbitas de las partículas, las cuales se les llamo ‘orbitas pretzel’(fig 3-11) y fueron desarrolladas por primera vez en CESR.

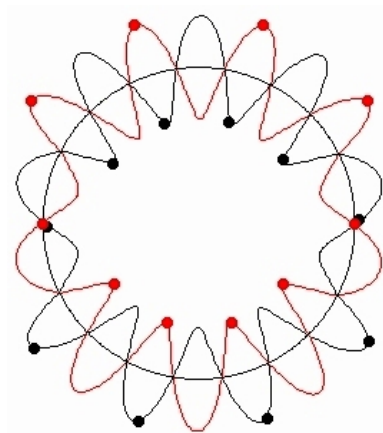


Figura 3-11: Orbitas ‘Pretzel’.

Es de notar que el punto que se encuentra diametralmente opuesto al punto de colisión existe un segundo punto de choque. Para evitar la colisión los haces son desviados por 2 separadores electrostáticos verticales.

El límite de aceleración se da debido a las altas velocidades que alcanzan las partículas. Éstas desprenden radiación de sincrotrón, cuya magnitud depende la

máxima velocidad a la cual pueden acelerarse las partículas. Pues el límite en velocidad se da cuando la radiación de sincrotrón (emitida) es igual a la energía inyectada para acelerar las partículas.

3.2. Detector CLEO-c

El detector CLEO-c consiste de un conjunto de cilindros concéntricos con el eje principal a lo largo de la línea de trayectoria del haz. Las dimensiones del detector son cerca de 6 m por lado y está compuesto por cerca de 1000 toneladas de hierro y cerca de 150000 piezas para detección. Un fuerte campo magnético es creado en la región central, el cual abarca alrededor de 3 m de diámetro y 3.35 m de largo. Este campo es creado por un gran magneto superconductor el cual se mantiene a una temperatura de un pocos grados sobre el cero absoluto (-273.3 °C).

3.2.1. Propósito y métodos del detector CLEO-c

Cuando un electrón e^- y un positrón e^+ colisionan, se aniquilan dando lugar a un pequeño “Big Bang”, el cual produce “chorros” de materia algunas veces exótica y nada familiar. Tal producción oscila entre 2 y 30 partículas, por choque las cuales salen volando en todas direcciones.

Varias de estas partículas son detectadas, grabadas y medidas por el detector CLEO. Con la información obtenida se pueden reconstruir en detalle los procesos de aniquilación. Mucha de esta información se obtiene gracias a que la mayoría de partículas son detectadas al pasar a través de ciertos materiales donde interactúan con sus átomos causando que el material emita luz o produzca cargas eléctricas, proceso conocido como ionización. A partir de estos rastros se puede medir trayectorias (radios de curvatura), energías, momentum y cargas de las diferentes partículas generadas, que pueden ser e^- , μ , π , K y protones, con sus respectivas antipartículas. También se detectan partículas neutras. Haciéndolas interactuar con materiales mucho más densos. Dentro de éstas se cuentan los fotones (γ), los neutrones, bastante

difícil de observar y los ν (neutrinos). Estos últimos, no se detectan directamente sino que se estudian a través de la “Energía perdida” (missing energy).

El detector CLEO-c (fig 3-12), consta en general de una cámara de rastreo (Central Drift Chambers), Barrel crystal (Calorímetros), dispositivo de tiempo de vuelo (TOF), bobinas magnéticas y una cámara de muones (Muon chambers).

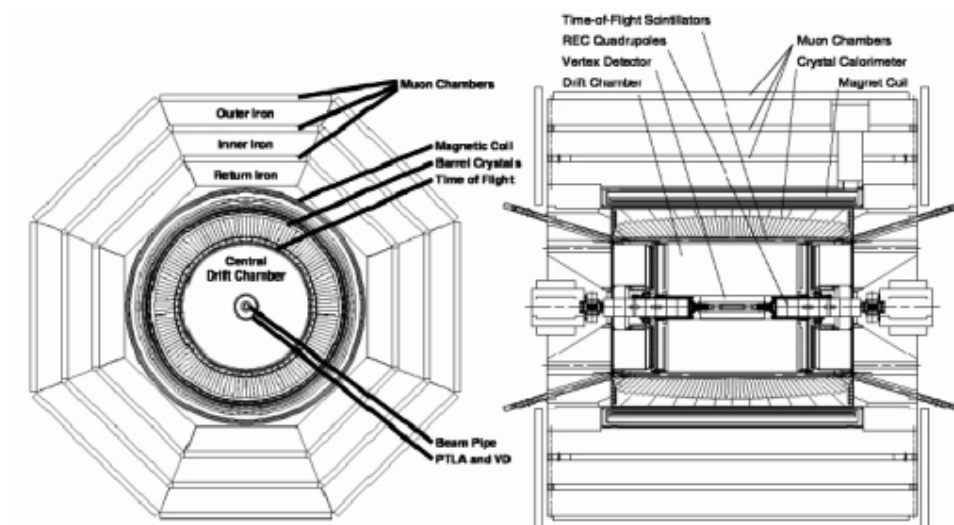


Figura 3-12: Esquema del detector CLEO-c, vistas frontal y lateral. Tomado de www.lepp.cornell.edu/public/lab-info/cleo.html

Es importante aclarar que existe una región de interacción de las partículas la cual consta de una sección especial construida en berilio. El resto del tubo sirve de guía eléctrica para el haz, debido a que es construido también en berilio pero de más baja densidad. Ésto se hace para reducir la cantidad de scattering (dispersión) que afecta a los productos resultantes de los decaimientos los cuales pasan de la región de interacción directamente al detector CLEO-c.

El radio interior del tubo en esta región es 1.875 cm y tiene 1 mm de espesor. Cuenta con una pared doble para permitir el flujo de un fluido refrescante a lo largo del tubo. Esto se hace para deshacerse del calor generado por la radiación dentro de la Región de Interacción.

3.2.2. El Sistema rastreador

Está diseñada de tal forma que obstruya muy poco el camino de las partículas y su resolución debe ser tal que tome datos del orden de cien partículas por colisión con precisiones de entre unas diez milésimas de milímetro (cerca del punto de interacción) y un milímetro (en la zona más externa).

El sistema está formado por dos cámaras: el ZD y la cámara de trayectoria principal (Central Detector Drift Chambers). Ambas miden la posición de las partículas cargadas a lo largo de la trayectoria con distancias bien definidas desde el punto de interacción. Éstas son cilindros sellados llenos de una mezcla de gases Helio y Propano. Dos tipos de bobinas, son tendidos entre las tapas del cilindro.

El **ZD** es la cámara más interna. Esta tiene seis capas radiales con un total de 1300 espiras, cubriendo un espacio de 5 a 11 cm desde el punto de interacción. Ésta nos da una mayor precisión en la medida de la posición de la partícula. Tal medida se obtiene de una posición cercana de donde fue producida.

Otros sistema conocido como “**Central Detector Drift Chambers**” fig 3-12, determina con la máxima precisión las trayectorias de las partículas cargadas en una región cercana a la de la colisión, para posteriormente calcular los momentos lineales. Consiste en un cilindro hueco cuyas dimensiones son 17.5 cm en su radio interno y 95 cm en su radio externo, el cual está lleno de una mezcla de argon/etano.

3.2.3. Anillo de Imagen Cherenkov (RICH)

El detector RICH (Ring Imaging Cherenkov) es usado para identificar la identidad de las partículas, tales como piones y kaones, las cuales dejan rastros muy similares en el detector. Es sensitivo a las “ondas de choque”, ondas de luz que se generan cuando las partículas se mueven mucho mas rápido que la luz en el material. El RICH es el subdetector que le sigue al “main drift chamber” y la distancia radial que cubre es de 82 a 101 cm.

El funcionamiento de este sub-detector basa en el principio que lleva su mismo nombre, el efecto Cherenkov. Este nos dice que, si una partícula cargada viaja en un medio a mayor velocidad que la de la luz, ésta emitirá radiación. Tal 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.

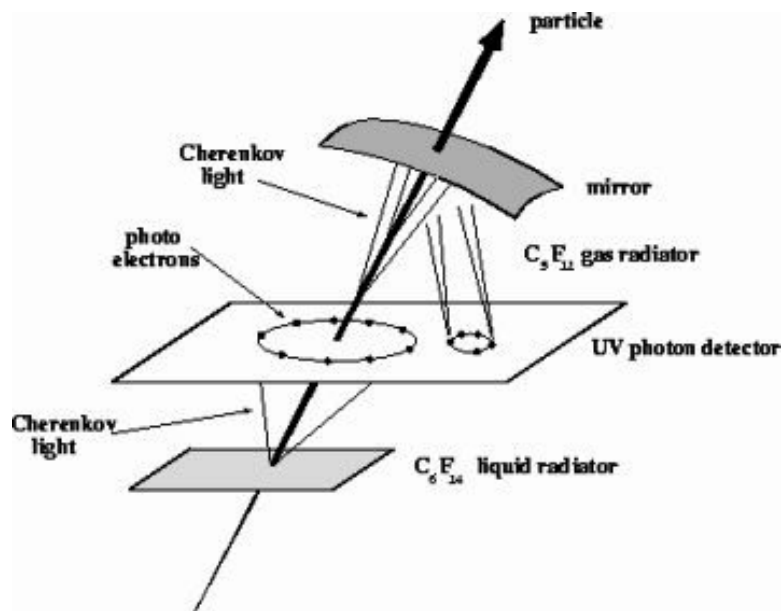


Figura 3-13: Esquema del funcionamiento del RICH.

Los fotones emitidos siguen una trayectoria cónica y chocan con un detector de fotones cuyo centro se encuentre 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 fig 3-13. El tamaño de anillo aumenta con la velocidad de la partícula. 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.

El ángulo que forma el cono con la trayectoria de la partícula (fig 3-14), es llamado ángulo de Cherenkov y está definido en términos de la velocidad de la partícula,

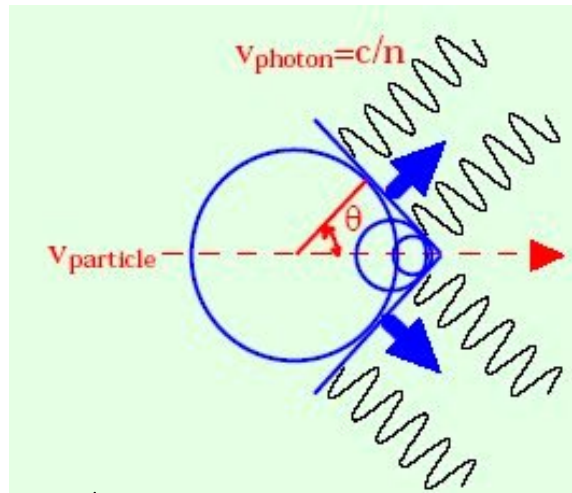


Figura 3-14: Ángulo formado por los fotones de Cherenkov.

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

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 y el momentum, podemos identificar el tipo de partícula que se tiene en el detector. [16], [17].

3.3. Calorímetros

El **calorímetro de cristal** es también usado para la identificación de partículas, en particular, para electrones y rayos gamma. Está compuesto de 7800 centelladores de cristal de ioduro de cesio (CsI). Cada uno mide cerca de 25 cm^2 de superficie por 30 cm de longitud, es decir que todos los cristales están cercanos al vértice de interacción, cubriendo un 71 % del ángulo sólido. Cuando los electrones y positrones

pasan a través de los cristales, ellos causan cascadas de partículas secundarias cargadas las cuales emiten luz. Esta luz es detectada y convertida a señales eléctricas por fotodiodos.

Cuando las partículas entran al detector ionizan los átomos en los centelladores, los cuales se relajan por la emisión de pulsos lumínicos. Las partículas secundarias son detectadas por la emisión de cascadas de fotones de alta energía. Los pulsos lumínicos en el centellador, son amplificados, digitalizados y analizados posteriormente por el computador.

Existen calorímetros electromagnéticos y de hadrones, en el cuadro 3-1 se ilustran sus diferencias.

Cuadro 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 depositos 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.

3.3.1. Campos magnéticos (magnetic coil)

Genera un campo magnético paralelo a la trayectoria de las partículas. El campo causa que las partículas cargadas curven su trayectoria, para así poder determinar su momento lineal. El grado de curvatura es medido del momentum de la partícula, y la dirección de la curvatura (a favor o en contra de las manecillas del reloj) es una medida de la carga eléctrica de la partícula (positiva o negativa).

La intensidad del campo es de 1.5 T y su diámetro interno de 2.9 m.

3.3.2. Cámara de muones

El detector de muones es la parte más externa del detector. Está compuesta de otro conjunto de cámaras de bobinas, que se ubican entre y en la parte trasera de las capas de hierro que absorben todas las partículas excepto a los muones, que son esencialmente electrones pesados. Sirve para registrar las trayectorias de los muones. Tienen su propio campo magnético para calcular también los momentos de estas partículas y pueden estar hechas a base de gruesas planchas de acero.

3.4. Identificación de partículas

Según el tipo de partícula que se genere, será detectada por uno o más dispositivos, los cuales pueden medir energía, momentum, trayectorias, carga, realizar un conteo de los eventos generados, etc. En el siguiente esquema (fig 3-15) se ilustra que dispositivo detecta las partículas, tales dispositivos pueden variar de un detector a otro [18].

	tracking chamber	Cherenkov counters $n_1 < n_2 < n_3$			electromagn. calorimeter	hadron calorimeter	muon chambers
γ							
e^+, e^-	xxxxxxxx						
μ^+, μ^-	xxxxxxxx				xxxxxx	xxxxxx	xxxxxxxx $\rightarrow \mu$
π^+, π^-	xxxxxxxx				xxxxxx	xx	
p	xxxxxxxx				xxxxxx	xx	
n							
ν							$\rightarrow \nu$

Figura 3-15: Cada dispositivo detecta una o más partículas.

Componentes trabajando juntos: En la figura (fig 3-16) se ilustran varios de las partes del detector CLEO que son usadas para reconstruir un evento. La sección central (color blanco) indica la cámara de trayectoria. Los impactos individuales

con los alambres muestran claramente la trayectoria de dos partículas π^+ y π^- . El calorímetro de cristal se muestra de color azul. Cada caja representa un cristal diferente y los diferentes colores indican la cantidad de energía depositada en el dispositivo por cada partícula, en cada grupo de cristales. Por ejemplo, la partícula e^- fue identificada por la cámara de trayectoria como un electrón debido a la gran cantidad de energía depositada en el calorímetro. En la figura (fig 3-16) se muestra de color verde en la parte baja del dispositivo.

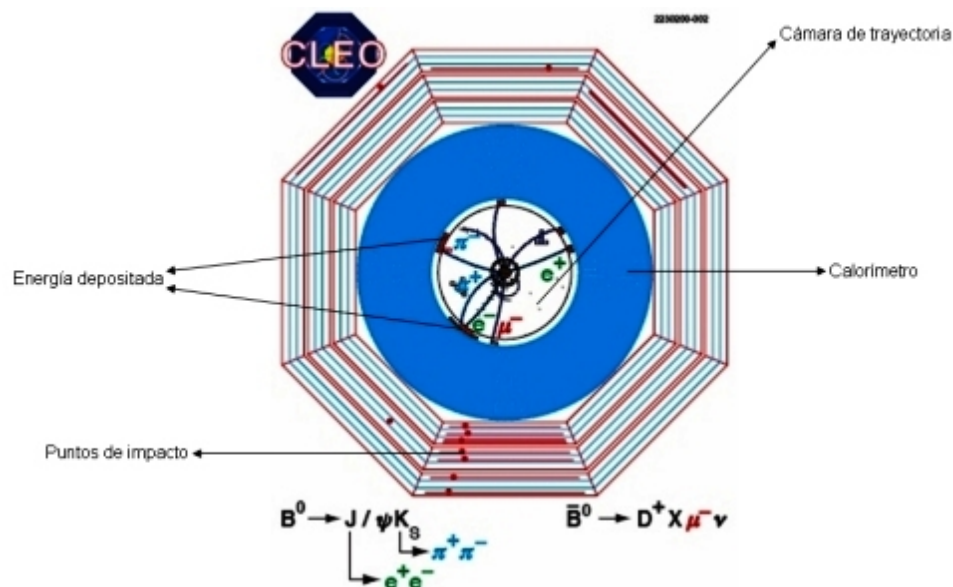


Figura 3-16: Detección de una partícula.

Finalmente, la parte más externa del detector, muestra una serie de marcas rojas las cuales indican los puntos de “impacto” de la partícula que pasó por allí, se muestran de color rojo. En este caso se trata de un muon μ^- [19].

3.5. De CLEO III a CLEO-c

CLEO-c es una versión actualizada del detector CLEO III. CLEO-c fue diseñado para operar en las resonancias del quark “charm” en lugar de las de Upsilon. Para cumplir este objetivo dos grandes modificaciones fueron hechas, una en el acelerador y otra a nivel del detector. La conversión del acelerador CESR para que trabajara a baja energía requería la adición de 18 m de electroimanes para mantener el haz colimado.

La modificación hecha al detector fue instalar una cámara de trayectoria interna en lugar del “silicon vertex” del detector CLEO III. Adicionalmente el campo del solenoide fue disminuido a 1 T para mejorar la resolución de momentum para los decaimientos de las partículas resultantes del charmonium.

Ambos detectores guardan una configuración de simetría cilíndrica y proveen una cobertura de 93 % del ángulo sólido para la identificación de partículas ya sean cargadas o neutras. Los componentes más importantes en este análisis son la cámara de trayectoria, el anillo de imagen Cerenkov (RICH) y el calorímetro. Estos dispositivos son comunes a ambos detectores [20].

Capítulo 4

ANÁLISIS Y RESULTADOS

La partícula $\psi(2S)$ es producida a partir de una colisión e^+e^- , cuya energía por haz es de aproximadamente 1.843 GeV, correspondiente a una energía en el centro de masa de $\sqrt{s}=3.686$ GeV.

El presente estudio se hace utilizando una corrida correspondiente a $\psi(2S)$ el cual se encuentra dentro de la región del charmonium ($c\bar{c}$). En este análisis se consideran dos posibles modos de decaimiento del $\psi(2S)$:

El modo inclusivo “ $\psi(2S) \rightarrow J/\psi + X$ ”, donde X representa una o varias partículas y el modo exclusivo “ $\psi(2S) \rightarrow J/\psi + \pi^+\pi^-$ ”. En estos modos el mesón J/ψ decae a $\pi^+\pi^-\pi^0K^+K^-$.

Los resultados actuales del decaimiento J/ψ se basan en un estudio que se realizó hace aproximadamente 30 años [12], como se menciono anteriormente. Al realizar este estudio se pretende mejorar la precisión del valor medido por Vanucci *et. al.* en 1977, ya que el análisis se realiza sobre una estadística mucho mayor.

Los resultados se presentan en el mismo orden anterior, es decir, comenzamos con el modo inclusivo y luego continuamos con el modo exclusivo. Es importante aclarar que los cortes y ajustes básicos realizados fueron los mismos para ambos modos, excepto que en el modo exclusivo tomamos ventaja del hecho que tenemos la posibilidad de reconstruir completamente el estado $\psi(2S)$. Seguidamente se obtienen los errores sistemáticos. Con estos, se pretende observar la sensibilidad del valor obtenido a variaciones de algunas de las variables que se utilizan para obtener la razón de producción de los modos estudiados.

4.1. Datos experimentales y datos de la simulación Monte Carlo

La muestra de datos usada en este análisis fué recolectada en el anillo de almacenamiento del CESR (e^+e^-) el cual se ha hecho correr en la región del mesón charm. Nuestro análisis está basado en 3.08 millones de decaimientos $\psi(2S)$, al cual corresponde una luminosidad¹ total de 5.63 pb^{-1} . Aproximadamente la mitad de la data fue tomada con el detector CLEO III , al cual corresponden 2.74 pb^{-1} de luminosidad, la parte restante fue obtenida con el detector CLEO-c, con una luminosidad de 2.89 pb^{-1} . En la tabla 4-1 se resumen las características de los datos experimentales, los cuales estan divididos en 4 dataset 24, 26, 28 y 32.

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

Cantidad	CLEO III	CLEO-c	Total
Conjunto de datos(Dataset)	24 - 26 - 28	32	4 Sets
Corridas	129257 - 129488 129897 - 130187 131594 - 131640	202527 - 202559	
# Corridas	227	105	332
$N_{\psi(2S)} \times 10^6$	1.56	1.52	3.08
$\sigma_{\psi(2S)}$	3 %	3 %	3 %
Luminosidad ($\gamma\gamma$) pb^{-1}	2.74	2.89	5.63
Incertidumbre en luminosidad	3 %	3 %	3 %
Dispersión de energía σ_s	1.5 MeV	2.3 MeV	

Los eventos Monte Carlo fueron generados para CLEO-c y CLEO III con el programa EvtGen, el cual considera la cinemática de la muestra a estudiar ($e^+e^- \rightarrow \psi(2S) \rightarrow J/\psi$). Tanto para el modo inclusivo ($\psi(2S) \rightarrow J/\psi + X$) como para el modo exclusivo ($\psi(2S) \rightarrow J/\psi + \pi^+\pi^-$) se generaron 20000 eventos para CLEO-c y similarmente para CLEO III, se generaron 20000 eventos. Los eventos generados

¹ Número de partículas por unidad de superficie y por unidad de tiempo, su unidad es el barn, que equivale a 10^{-24} cm^2

fueron combinados con el simulador GEANT del detector el cual se diseñó con base en la respuesta del detector al paso de las diferentes partículas que cruzan este.

4.2. Selección de eventos

Todos los datos seleccionados deben cumplir con una serie requisitos para ser considerados como candidatos para la muestra a estudiar. A tales requisitos se les conoce como cortes, los cortes utilizados en este análisis son los optimizados por la colaboración CLEO [10], para este estudio son los siguientes:

- Cortes para las trayectorias (“Tracks”)
- Cortes para la identificación de partículas cargadas (“Particle ID”), en este caso se consideran Kaones, Piones y Protones.
- Cortes para Fotonos y π^0

A continuación se explica en que consistió cada corte aplicado a nuestra data.

La selección de eventos se realiza teniendo en cuenta que nuestro estado final será $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0K^+K^-$, el cual consta de 4 partículas cargadas (Tracks) y un π^0 , el cual decae en 2 fotonos. Cada trayectoria requiere que: (a) tenga un ángulo polar $|\cos\theta| < 0.93$, donde θ es el ángulo polar con respecto a la dirección del positrón, (b) una distancia de aproximación (d_0 a lo largo del plano x-y) a la región de interacción de 5 mm ($d_0 < 5 \text{ mm}$), (c) una distancia de aproximación a lo largo del eje del haz de $z_0 < 5 \text{ cm}$, (d) un momentum reconstruido $|P|$ entre 0.04 GeV y 2 GeV, que esta dentro de los limites del beam, (e) y una razón de número de hits a número de hits esperados mayor que 50 %, de tal manera de evitar tracks o trayectorias que tengan mucho ruido. Los cortes (a), (b) y (c) se hacen para garantizar que los parámetros medidos por el detector sean lo más cercanos posibles al punto de colisión. Los cortes para los “tracks” se resumen en la tabla 4-2. Para la identificación de partículas se utilizaron los cortes de RICH (Likelihood) y de “energy loss”, conocido como dE/dx , Éste es la razón de energía perdida por centímetro de distancia recorrida en la cámara de trayectoria (Drift chamber). Como vimos al estudiar el detector, las partículas

Cuadro 4–2: Cortes realizados para las trayectorias de las partículas cargadas

$ \cos\theta < 0.93$
$d_0 < 5 \text{ mm}$
$z_0 < 5 \text{ cm}$
$0.04 \text{ GeV} < P < 2 \text{ GeV}$
$\frac{\#Hits}{\#HitsExpected} < 0.5$

dejan rastros en dicha cámara. Estas trayectorias son reconstruidas analizando los impactos hechos en los cientos de espiras del que se conforma la cámara. Como la cámara esta llena de gas, el objetivo es ionizar tal gas. La pérdida de energía en este proceso de ionización es única para cada partícula.

A continuación se describen los cortes de identificación para kaones y piones, se utilizan los cortes combinados del RICH y dE/dx . En el método de Likelihood se plantea la hipótesis de que la partícula es identificada como kaón y como pión, esto es:

$$RICH = L_K - L_\pi$$

Mientras más negativa sea la diferencia, mayor es la probabilidad de que la partícula sea identificada como kaón. Si la diferencia es positiva se identifica como pión.

Para el corte del “energy loss” (dE/dx), se considera la hipótesis con referencia al ancho de la distribución (sigma, σ), esto es:

$$dE/dx = \sigma_K^2 - \sigma_\pi^2$$

El corte considerado es entonces, la suma de las hipotesis anteriores:

$$RICH + dE/dx$$

la condición considerada para los kaones será: negativa

$$L_K - L_\pi + (\sigma_K^2 - \sigma_\pi^2) < 0,$$

mientras que para los piones, es: positiva

$$L_K - L_\pi + (\sigma_K^2 - \sigma_\pi^2) > 0.$$

Debido a que los cortes anteriores son confiables sólo para ciertos rangos de P, se hacen consideraciones para el momentum P, conocidas en la colaboración como "Standar Particle ID":

$$P = \begin{cases} < 700 \text{ MeV}; & dE/dx < A\sigma \\ > 700 \text{ MeV}; & (L_K - L_\pi) + (\sigma_K^2 - \sigma_\pi^2) \end{cases}$$

Donde A toma el valor de 4 para kaones y de 3 para piones.

Aquí también se debe incluir un corte para remover un exceso de protones presente en la muestra de kaones. Para esto se considera la hipótesis de si la partícula será un kaón y un protón; esto es:

$$L_P - L_K > -1$$

Si la diferencia es mayor que -1, la partícula se considera como kaón.

Visualizando los cortes anteriores en la tabla 4-3, tenemos:

Cuadro 4-3: Cortes realizados para kaones, piones y protones

	$L_K - L_\pi + (\sigma_K^2 - \sigma_\pi^2) < 0 \rightarrow \text{Kaon}$
	$L_K - L_\pi + (\sigma_K^2 - \sigma_\pi^2) > 0 \rightarrow \text{Pion}$
$P =$	$\begin{cases} < 700 \text{ MeV}; & dE/dx < A\sigma \\ > 700 \text{ MeV}; & (L_K - L_\pi) + (\sigma_K^2 - \sigma_\pi^2) \end{cases}$
	$L_P - L_K > -1$ (kaones)

Para seleccionar los π^0 se consideran dos fotones, los cuales se ajustan a la masa nominal del π^0 , esto se hace usando la incertidumbre de la medición de los fotones, lo cual se hace posible con el corte de $\text{PullMass} < 3\sigma$ (0.11 - 0.16 GeV), que es la masa normalizada de los 2 fotones.

Además se introduce un corte adicional para un estudio sistemático que es el $\chi^2 \leq 2$, considerando que la masa de fotón-fotón será $0.126 \leq m_{\gamma\gamma} \leq 0.146$ GeV.

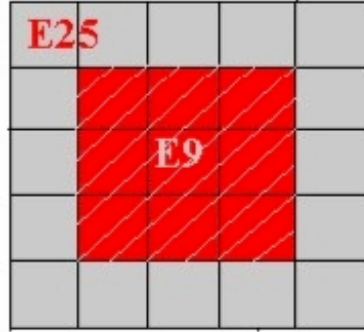
Como los fotones, provienen de los π^0 , se requiere que todos tengan:

- Un mínimo de energía de 30 MeV.
- No hayan cascadas de energía asociadas con los tracks (“Shower no associated with tracks”).
- No se traslapen entre sí (“no overlap with others showers”).
- No sean excesivamente ruidosas (“no hot (noisy) showers”).
- Se consideran las señales en todas las secciones del calorímetro (Shower on good-Barrel/goodEndCap section).
- Se considera el $E9/E25 > 0.8$ (sistemático).

Aquí se considera un corte adicional que es el $E9/E25$, para análisis de error sistemático. Como se mencionó en el capítulo 3, muchas partículas generan cascadas de energía de diferentes formas y tamaños, cuando entran en el calorímetro de cristal. El $E9/E25$, es una variable que compara la cantidad de energía depositada en un bloque de cristales de 3×3 , al que se conoce como E9 (la sección de color oscura en la figura 4-1), con la energía depositada en un arreglo de 25 cristales, E25, (sección clara) [21]. Esta variable nunca debe ser mayor que 1, en nuestro caso el valor de selección es $E9/E25 > 0.8$.

4.3. Análisis de datos

A la hora de analizar los datos, es decir determinar el número de eventos (yield), la masa (mass) y sigma (σ), se realizó el ajuste utilizando, un polinomio de grado uno para representar el background y para la señal se usó la función de Breit-Wigner,

Figura 4-1: $E9/E25$.

debido a que esta distribución presenta un ancho natural. El ajuste tanto para data como para MC se hizo con tal distribución, la cual presenta la siguiente forma:

$$B_W = w \frac{P_1}{(x - P_2)^2 + (\frac{P_3}{2})^2} \cdot \frac{P_3}{2\pi}$$

Donde P_1 , P_2 y P_3 son los parámetros a obtener, el número de eventos (Yield), la masa (Mass) y sigma (σ) respectivamente.

Los ajustes realizados se hicieron sobre Monte Carlo (MC) conservando todos los parámetros libres, mientras que para la data se tomó el valor de sigma obtenido en MC y se fijó. Además, los resultados se obtuvieron de forma independiente para CLEO III y CLEO-c, sus valores fueron calculados y al final evaluados mediante su peso ponderado, esto es:

$$\bar{x} = w_c \cdot x_c + w_3 \cdot x_3, \quad (4.1)$$

donde x_c y x_3 son, respectivamente, el valor del parámetro medido en CLEO-c y en CLEO III. Como se mencionó anteriormente el parámetro a medir puede ser la masa, el número de eventos o sigma. Mientras que w_c y w_3 , equivalen a:

$$w_c = \frac{N_c}{N_c + N_3} \quad y \quad w_3 = \frac{N_3}{N_c + N_3}$$

donde $N_c = 1.52 \times 10^6$ y $N_3 = 1.56 \times 10^6$ son el número de $\psi(2S)$, es decir $w_c = 0.493$ y $w_3 = 0.506$.

Primero, los ajustes se hicieron sobre la muestra generada con Monte Carlo, tanto para CLEO III como para CLEO-c, esto para obtener la eficiencia, en nuestro experimento, de acuerdo a la expresión:

$$\epsilon = \frac{N_{J/\psi \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 K^+ K^-}^{MCrec}}{N_{J/\psi \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 K^+ K^-}^{MCgen}} \quad (4.2)$$

Con $N_{J/\psi \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 K^+ K^-}^{MCrec}$, como el número de eventos reconstruidos en la simulación Monte Carlo y $N_{J/\psi \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 K^+ K^-}^{MCgen}$ representa el número de eventos generados para la simulación Monte Carlo, para ambos modos es de 40000 eventos en total, 20000 eventos para CLEO-c y 20000 para CLEO III.

Una vez obtenidas las eficiencias de cada experimento por separado (ec 4.2), procedemos a hallar la eficiencia ponderada de la siguiente forma:

$$\epsilon = w_c \cdot \epsilon_{CLEOc} + w_3 \cdot \epsilon_{CLEO III}$$

La cual simplemente es un caso particular de la ecuación 4.1.

Es importante acotar, que adicionalmente se hizo el análisis combinado de los experimentos, tomando como cantidad total 40000 eventos generados para cada uno de los dos modos.

4.4. Resultados

Los primeros resultados que se obtienen de nuestro análisis se observan en los histogramas de las masas por separado de los sistemas $\pi^+ \pi^- \pi^0$ y $K^+ K^-$ que corresponden, respectivamente a ω y ϕ , como se ilustra en la figura 4-2(a) y (b), los picos característicos se encuentran cercanos a 782 MeV para ω y de 1020 MeV para ϕ . Adicionalmente, vemos algunos otros picos bien definidos.

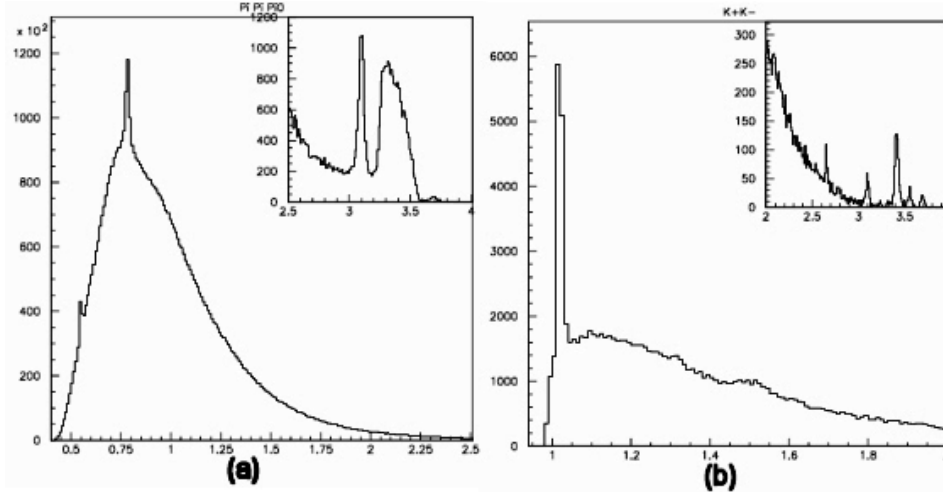


Figura 4-2: Masas de (a) $\pi^+\pi^-\pi^0$, (b) K^+K^-

4.4.1. Resultados: $\psi(2S) \rightarrow J/\psi + X$

Un resultado directo en nuestro análisis es la masa invariante de J/ψ , la cual debe estar por el orden de 3096.916 ± 0.01 MeV. En la figura 4-3, se relacionan las masas invariantes obtenidas por CLEO III, CLEO-c, ponderada y combinada. En ella se aprecia que la diferencia más grande en los resultados se da entre CLEO III y CLEO-c.

Cuadro 4-4: Masa Invariante de $\psi(2S) \rightarrow J/\psi + X$

Caso	MC	Data
CLEO-c	3.0949 ± 0.0002	3.0971 ± 0.0003
CLEO III	3.0905 ± 0.0002	3.0967 ± 0.0004
Ponderado	3.0927 ± 0.0002	3.0969 ± 0.0003
Combinado	3.0928 ± 0.0001	3.0969 ± 0.0002

Como se puede apreciar, para los casos, ponderado y combinado existe una diferencia muy pequeña en comparación a los de CLEO-c y CLEO III, los resultados de masa invariante se consignan en el cuadro 4-4.

4.4.2. Monte Carlo y Eficiencias: $\psi(2S) \rightarrow J/\psi + X$

Una comparación de las eficiencias obtenidas en cada uno de los experimentos, CLEO III, CLEO-c y resultado ponderado, se recopilan en el cuadro 4-5 y se muestran en la figura 4-4.

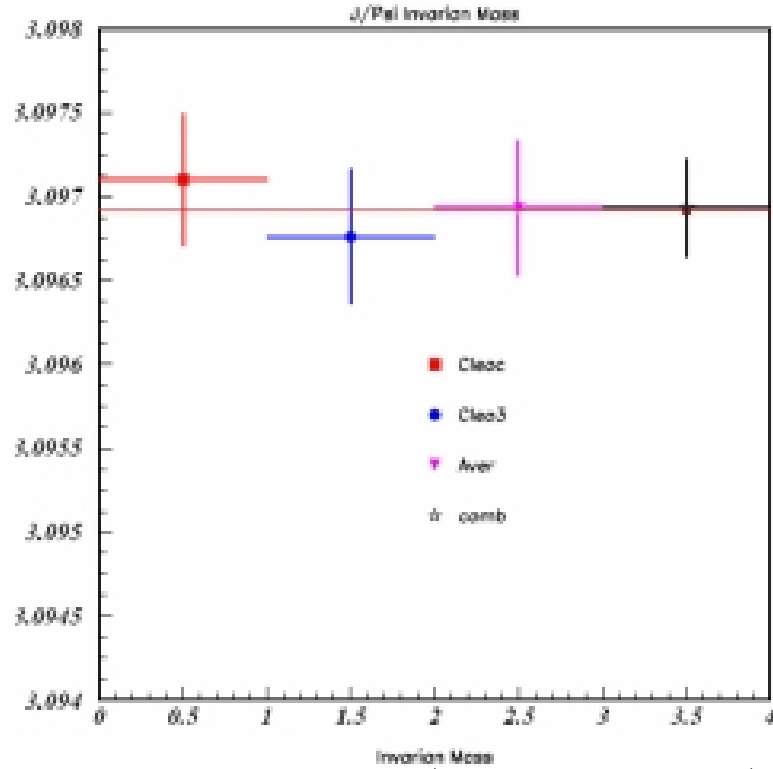


Figura 4-3: Masa invariante de J/ψ a partir del modo $J/\psi+X$

Cuadro 4-5: Eficiencias $\psi(2S) \rightarrow J/\psi+X$

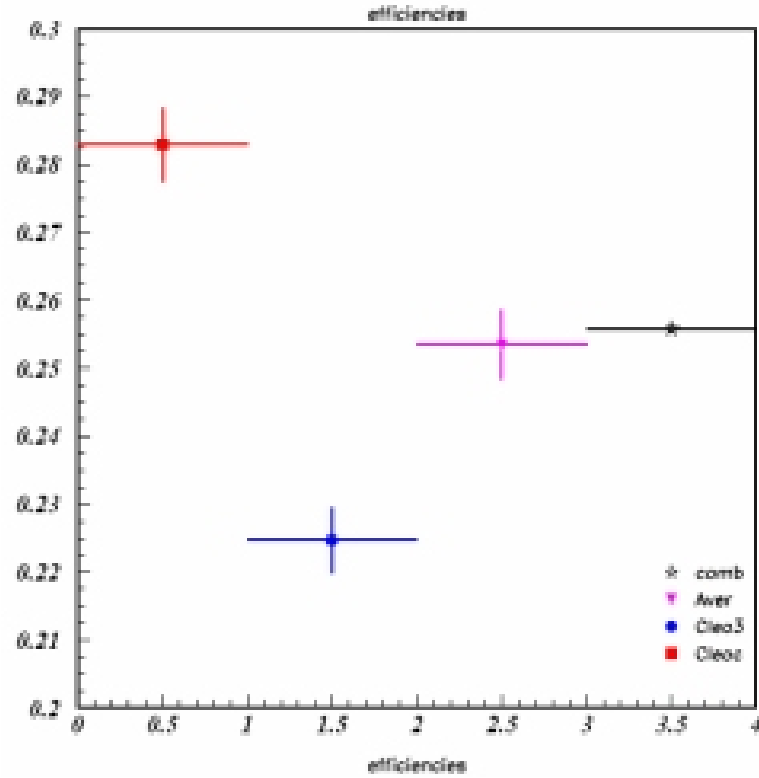
Caso	Eventos generados	Eventos Reconstruidos MC	Eficiencia
CLEO-c	20000	5657.79 ± 109.90	0.282889 ± 0.00549505
CLEO III	20000	4494.48 ± 96.60	0.224724 ± 0.00483036
Ponderado		10152.3 ± 206.50	0.253429 ± 0.00515839
Combinado	40000	10234 ± 151.51	0.255849 ± 0.0037878

Como se puede apreciar, la diferencia mayor existe entre los dos experimentos por separado esto es debido a las mejoras que se realizaron en el detector CLEO-c, mientras que para los casos ponderado y combinado se mantiene estable.

4.4.3. Número de eventos: $\psi(2S) \rightarrow J/\psi+X$

El número de eventos observados en CLEO III y CLEO-c, tanto en data como en MC, se muestran en el cuadro 4-6, junto con el resultado ponderado.

En la figura 4-5, se muestra el histograma con el número de eventos (yield), diferenciando entre CLEO III, CLEO-c, el ponderado y combinado.

Figura 4-4: Eficiencias $J/\psi+X$ Cuadro 4-6: Número de eventos reconstruidos $\psi(2S) \rightarrow J/\psi+X$

Caso	Data	Monte Carlo
CLEO-c	3034.91 ± 89.205	5657.79 ± 109.901
CLEO III	2501.48 ± 80.250	4494.48 ± 96.607
Ponderado	5536.39 ± 169.456	10152.3 ± 206.508
Combinado	5632.02 ± 121.865	10234 ± 151.512

En la figura 4-6, se muestran los histogramas para MC y data, que se obtienen después de aplicar los cortes de rich y dE/dx , en ellos se ve claramente el pico, que indica la existencia de nuestra partícula J/ψ , la línea roja continua, es el ajuste hecho con la distribución de Breit Wigner.

4.4.4. Razón de producción: $\psi(2S) \rightarrow J/\psi + X$

La razón de producción (Branching ratio) para $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0K^+K^-$, se determinó de la siguiente forma:

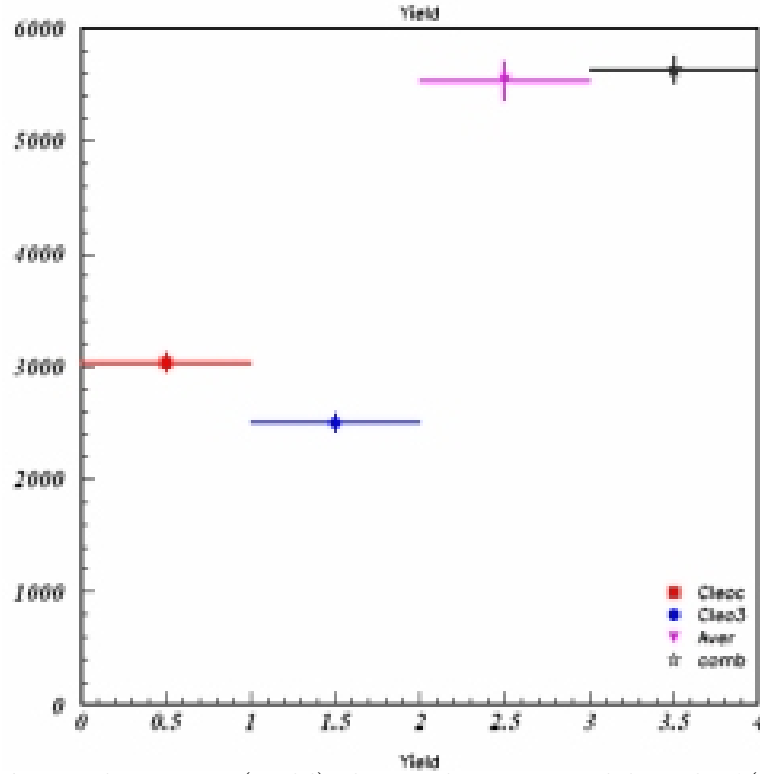


Figura 4-5: Número de eventos (yield) obtenidos a partir del modo $\psi(2S) \rightarrow J/\psi + X$

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

Donde $N_{J/\psi \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 K^+ K^-}^{rec}$ es el número de eventos reconstruidos, (tabla 4-6), $N_{\psi(2S)}$ es el número total de eventos producidos para $\psi(2S)$, (Tabla 4-1), ϵ es la eficiencia de la reconstrucción, (tabla 4-5), $Br(\psi(2S) \rightarrow J/\psi + X)$ es la razón de producción tomada de los reportes de PDG, el cual equivale a 0.561 ± 0.009 [22].

En el cuadro 4-7, se recopilan las cantidades relevantes, en la figura 4-7, se ilustran las razones de producción para CLEO III, CLEO-c, Ponderado, Combinado y el valor dado en el PDG.

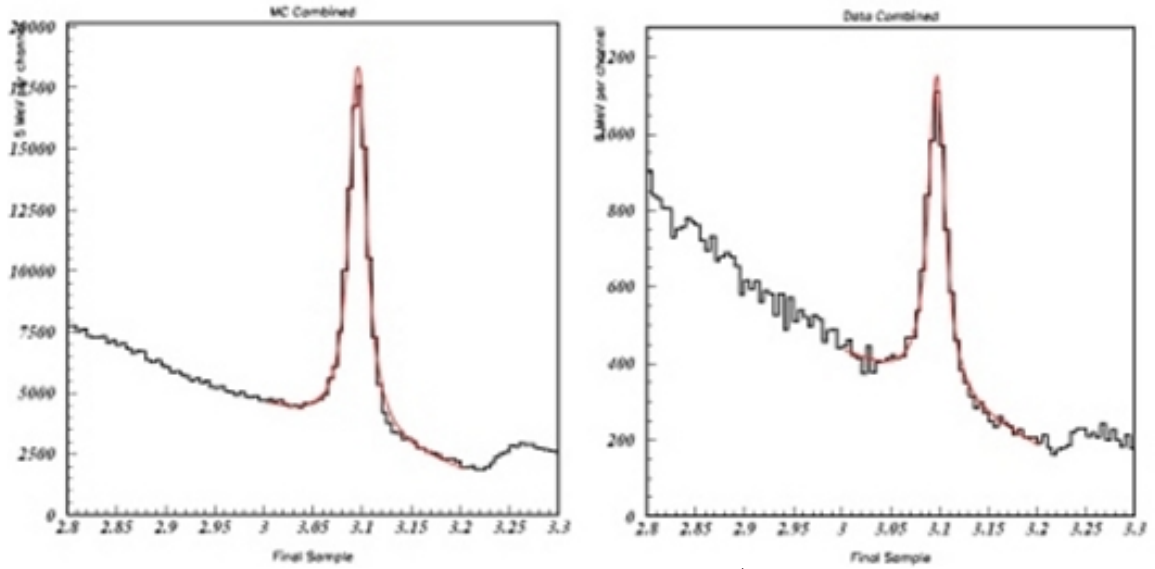


Figura 4-6: Histogramas que muestran la señal de J/ψ , en CLEO-c y CLEO III a partir del modo $\psi(2S) \rightarrow J/\psi + X$ obtenidos con Monte Carlo y data.

Cuadro 4-7: Resultados relevantes para $\psi(2S) \rightarrow J/\psi + X$

Cantidad medida	$J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0 K^+K^-$
Número de eventos	5536.39 ± 169.456
Eficiencia	0.253429 ± 0.00515839
$\text{Br}(J/\psi)$	$0.0126511 \pm 0.000389173$

4.4.5. Errores sistemáticos: $\psi(2S) \rightarrow J/\psi + X$

Lo que se pretende con los errores sistemáticos, es establecer la estabilidad en los resultados encontrados para tal análisis, para esto, se realizan algunas variaciones, en nuestro caso se consideraron las siguientes:

- Cambio en el rango de integración (Bin Range).
- Cambio en el tamaño de energía por canal (Bin Size).
- Cambio de la función de distribución a la hora de realizar el ajuste.
- Variando algunos cortes.

En el cuadro 4-8, se resumen todas las contribuciones a los errores sistemáticos, la cual es obtenida mediante la suma en cuadratura de cada uno de los errores obtenidos al variar alguno de nuestros parámetros.

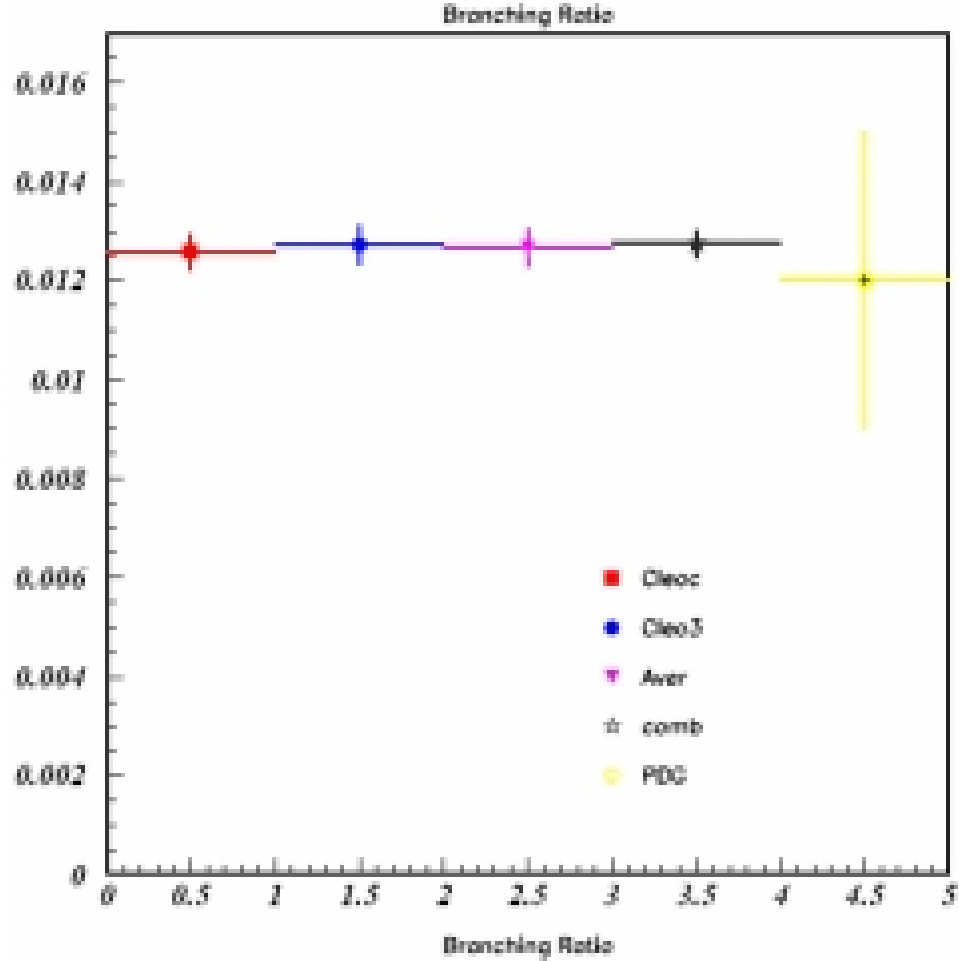


Figura 4-7: Razones de producción (Branching ratio) para $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0 K^+K^-$

Cuadro 4-8: Fuentes individuales de error y error sistemático

Fuente	Error %
Número de eventos $\psi(2S)$	3
4 Trayectorias	1.6
π^0	0.6
Aumento de energía por canal	0.97
Reducción rango de integración	2.83
Cambio a distribución Gaussiana	1.08
Con cortes χ^2 y $E9/E25$	1.77
Normal Br.	1.69
Total	5.29

Ahora, considerando las variaciones realizadas en nuestro análisis, se recalcula una y otra vez la razón de producción, para determinar si nuestro resultado es estable

o no. Como se puede apreciar en la figura 4-8, los resultados permanecen bastante estables, lo cual es un buen indicio de precisión en nuestros resultados.

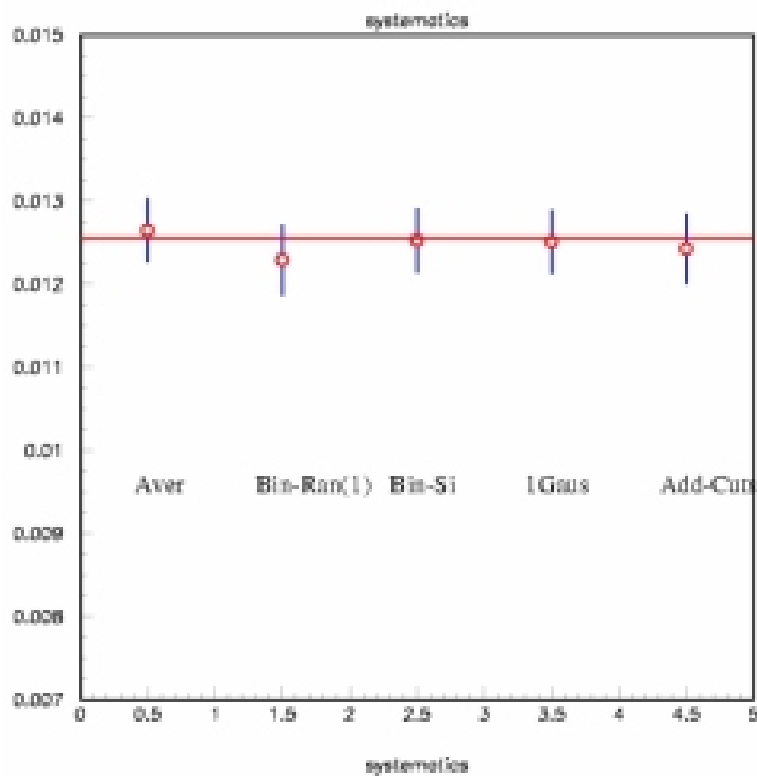


Figura 4-8: Estabilidad en la razón de producción de $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0 K^+K^-$ a partir del modo inclusivo.

4.4.6. Resultados: $\psi(2S) \rightarrow J/\psi + \pi^+ \pi^-$

Como se puede apreciar en el cuadro 4-9 la masa invariante de J/ψ en este nuevo modo continua cercano a su valor teórico, de $3096.916 \pm 0,01$ MeV, en la figura 4-9, se visualizan los resultados de la masa invariante que se obtuvieron a partir de CLEO III, CLEO-c, ponderada y combinada, aquí nuevamente se presenta la mayor diferencia entre los resultados de CLEO III y CLEO-c.

Cuadro 4-9: Masa Invariante de $\psi(2S) \rightarrow J/\psi + \pi^+ \pi^-$

Caso	MC	Data
CLEO-c	3.09498 ± 0.00026	3.09667 ± 0.00052
CLEO III	3.09048 ± 0.00030	3.09709 ± 0.00057
Ponderado	3.09270 ± 0.00028	3.09688 ± 0.00055
Combinado	3.09302 ± 0.00020	3.09684 ± 0.00039

Nuevamente se puede apreciar que para los casos ponderado y combinado continua la estabilidad.

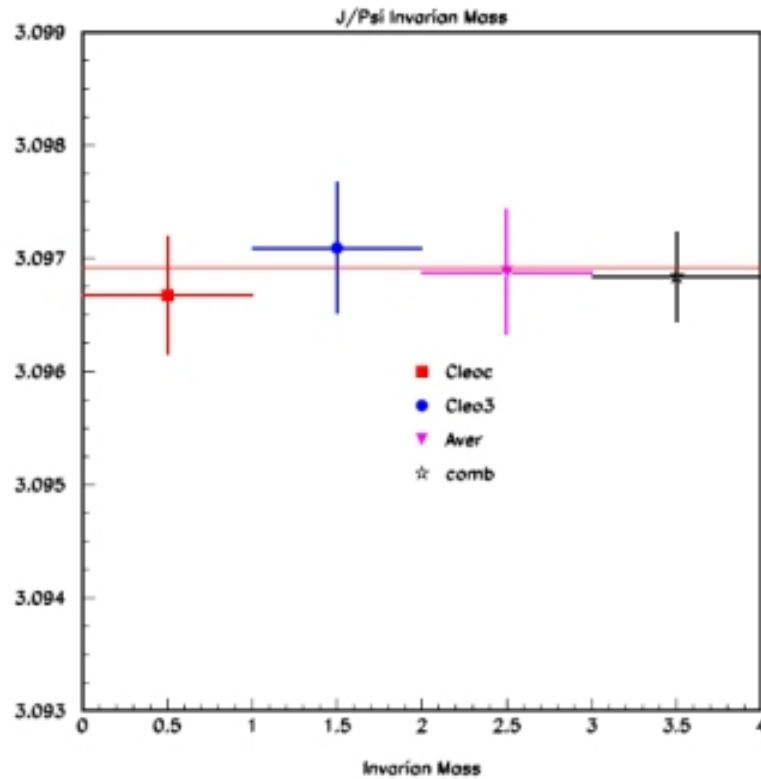


Figura 4-9: Masa invariante de J/ψ a partir del modo $J/\psi + \pi^+ \pi^-$

4.4.7. Monte Carlo y Eficiencias: $\psi(2S) \rightarrow J/\psi + \pi^+\pi^-$

La región seleccionada para el análisis se muestra en el histograma de la figura 4-10.

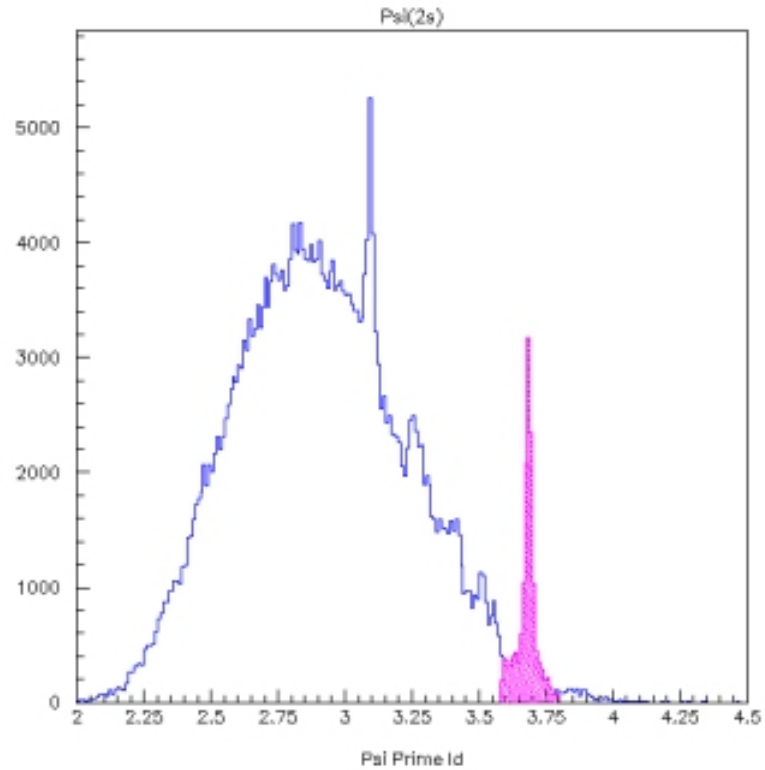


Figura 4-10: Masa invariante $\pi^+\pi^- (\pi^+\pi^-\pi^0 K^+K^-)$

Una comparación de las eficiencias obtenidas en cada uno de los experimentos, CLEO III, CLEO-c, ponderado y combinado, se recopilan en el cuadro 4-10 y se muestran en la figura 4-11.

Cuadro 4-10: Eficiencias $\psi(2S) \rightarrow J/\psi + \pi^+\pi^-$

Caso	Eventos generados	Eventos Reconstruidos MC	Eficiencia
CLEO-c	20000	4207.25	0.210363 ± 0.00484328
CLEO III	20000	2859.66	0.142983 ± 0.00390226
Ponderado		7066.91	0.176235 ± 0.00436666
Combinado	40000	7114.74	0.177868 ± 0.00314644

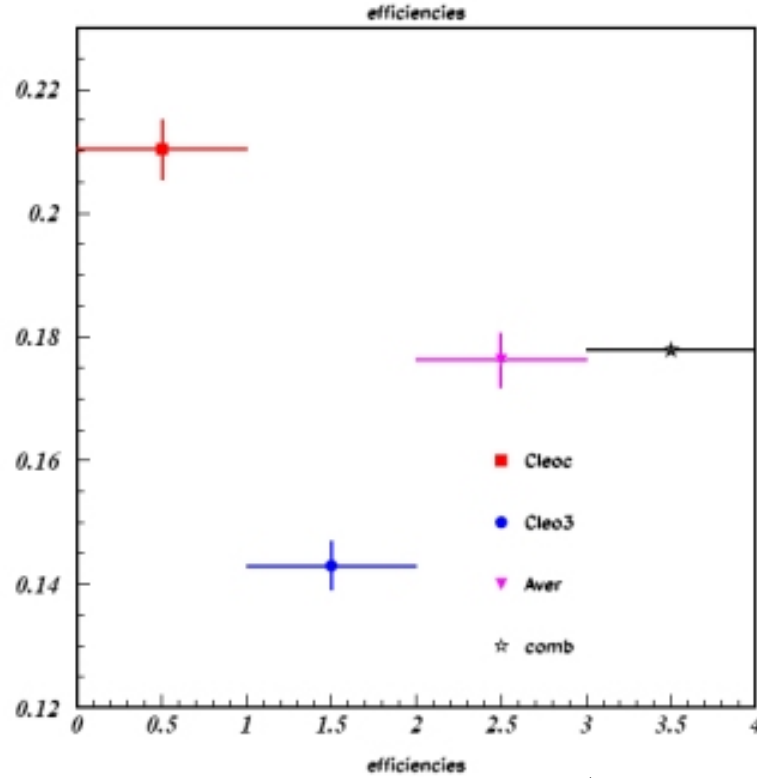


Figura 4-11: Eficiencias $J/\psi + \pi^+\pi^-$

Como se puede apreciar, la diferencia mayor existe entre los dos experimentos por separado esto es debido a las mejoras que se realizaron en el detector CLEO-c, mientras que para los casos ponderado y combinado se mantiene estable.

4.4.8. Número de eventos: $\psi(2S) \rightarrow J/\psi + \pi^+\pi^-$

El número de eventos observados en CLEO III y CLEO-c, tanto en data como en MC, se muestran en el cuadro 4-11, junto con el resultado ponderado y combinado.

Cuadro 4-11: Número de eventos $\psi(2S) \rightarrow J/\psi + \pi^+\pi^-$

Caso	Data	Monte Carlo
CLEO-c	1272.67 ± 49.3602	4207.25 ± 96.8657
CLEO III	893.798 ± 41.9434	2859.66 ± 78.0453
Ponderado	2166.47 ± 91.3036	7066.91 ± 174.911
Combinado	2195.97 ± 65.1731	7114.74 ± 125.858

En la figura 4-12, se muestra el histograma con el número de eventos (yield), diferenciando entre CLEO III, CLEO-c, el ponderado y combinado.

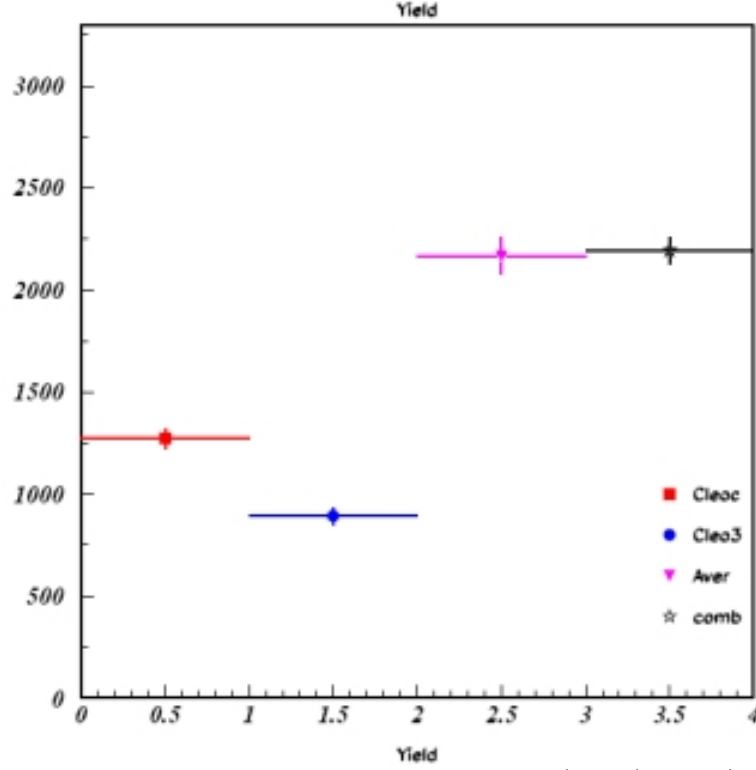


Figura 4-12: Número de eventos reconstruidos (yield) de $J/\psi + \pi^+ \pi^-$

En la figura 4-13, se muestran los histogramas los cuales se obtienen después de aplicar los cortes de RICH y dE/dx , en ellos se ve claramente el pico, que indica la existencia de nuestra partícula J/ψ , la línea roja continua, es el ajuste hecho con la distribución de Breit Wigner.

4.4.9. Razón de Producción: $\psi(2S) \rightarrow J/\psi + \pi^+ \pi^-$

La razón de producción (Branching ratio) para $J/\psi \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 K^+ K^-$, se determino de la siguiente forma:

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

Donde $N_{J/\psi + \pi^+ \pi^-}^{rec}$ es el número de eventos reconstruidos, (Tabla 4-11), $N_{\psi(2S)}$ es el número total de eventos producidos para $\psi(2S)$, (Tabla 4-1), ϵ es la eficiencia de la reconstrucción, (Tabla 4-10), $Br(\psi(2S) \rightarrow J/\psi + \pi^+ \pi^-)$: es la razón de producción tomada de los reportes de PDG, el cual equivale a 0.318 ± 0.006 [22].

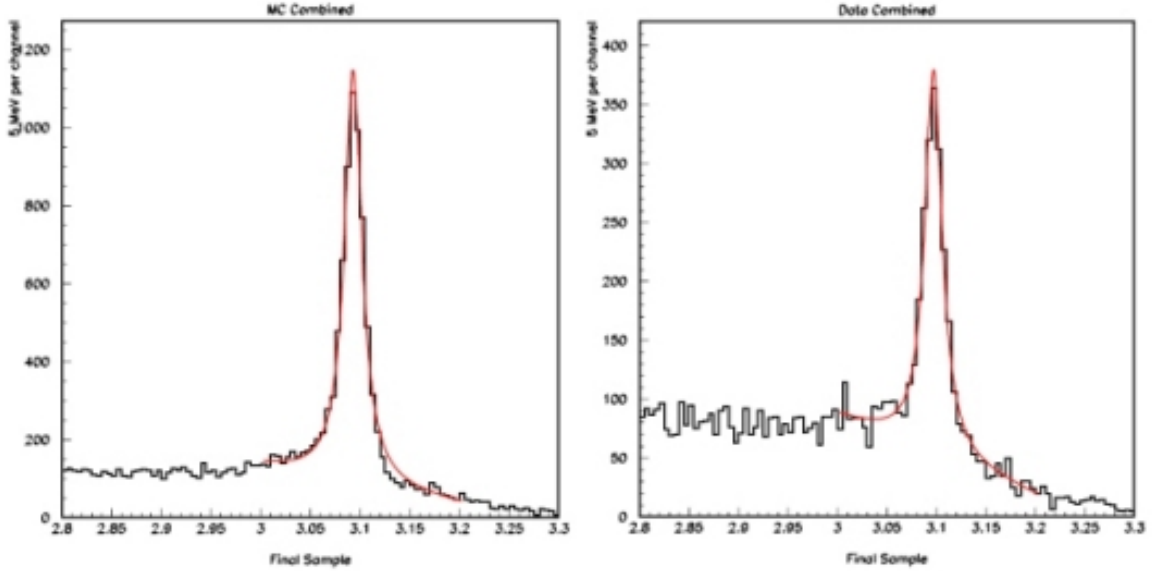


Figura 4-13: Histograma que muestran la señal de J/ψ , en CLEO-c y CLEO III, a partir del modo $J/\psi + \pi^+\pi^-$ obtenidos con MC y data.

En el cuadro 4-12, se recopilan las cantidades relevantes, en la figura 4-14, se ilustran las razones de producción para CLEO III, CLEO-c, Ponderado, Combinado y el valor dado en el PDG.

Cuadro 4-12: Resultados relevantes para $\psi(2S) \rightarrow J/\psi + \pi^+\pi^-$

Cantidad medida	$J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0 K^+K^-$
Número de eventos	2166.47 ± 91.3036
Eficiencia	0.176235 ± 0.00436666
$\text{Br}(J/\psi)$	$0.0125592 \pm 0.000546953$

4.4.10. Errores sistemáticos: $\psi(2S) \rightarrow J/\psi + \pi^+\pi^-$

Nuevamente se consideran los errores sistemáticos, para obtener estos, consideramos las siguientes variaciones:

- Cambio en el rango de integración (Bin Range).
- Cambio en el tamaño de energía por canal (Bin Size).
- Cambio de la función de distribución a la hora de realizar el ajuste.
- Variando algunos cortes.

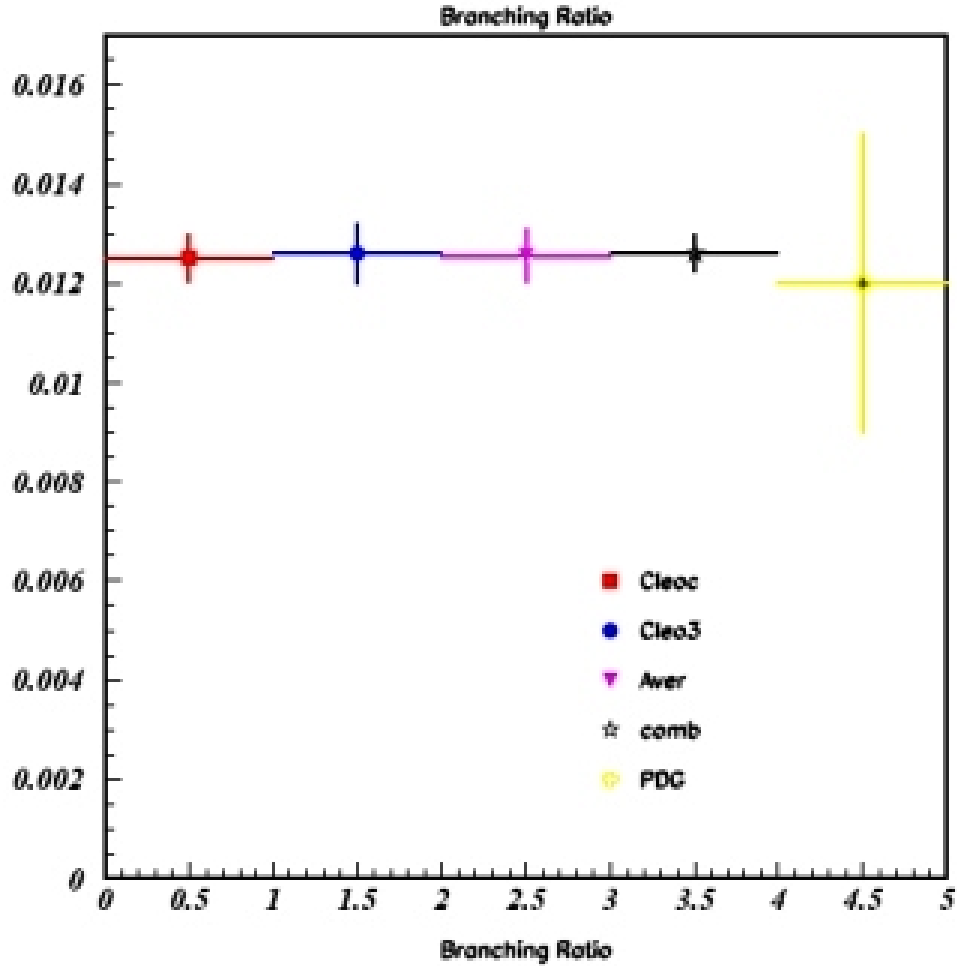


Figura 4-14: Razones de producción (Branching ratio) para $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0 K^+ K^-$

Cuadro 4-13: Fuentes individuales de error y error sistemático

Fuente	Error %
Número de eventos $\psi(2S)$	3
4 Trayectorias	1.6
π^0	0.6
Aumento de energía por canal	0.34
Reducción rango de integración	1.05
Aumento de rango de integración	0.93
Cambio a distribución Gaussiana	0.95
Con cortes $\chi^2 y E9/E25$	1.21
Normal Br.	1.90
Total	4.46

En el cuadro 4-13, se resumen todas las contribuciones a los errores sistemáticos, la cual es obtenida mediante la suma en cuadratura de cada uno de los errores obtenidos al variar alguno de nuestros parámetros.

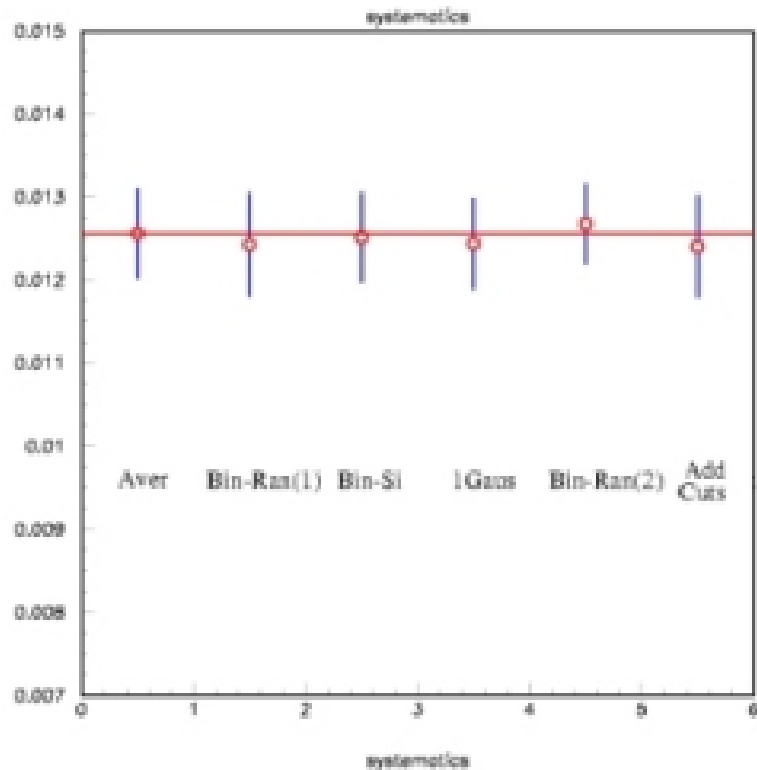


Figura 4-15: Estabilidad en la razón de producción de $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0 K^+K^-$

Ahora, considerando las variaciones realizadas en nuestro análisis, se recalcula una y otra vez la razón de producción, para determinar si es o no estable nuestro resultado. Como se puede apreciar en la gráfica (ver Figura 4-15), los resultados permanecen bastante estables, lo cual es un buen indicio de precisión en nuestros resultados.

Si visualizamos las razones de producción obtenidas en cada modo y se comparan con el valor actual, podemos ver que no están lejos del valor del PDG y que además su precisión aumentó (ver Figura 4-16).

En el cuadro 4-14, se recopilan y comparan los valores obtenidos en este estudio con los obtenidos por Vanucci [12], en ella se ve claramente que la precisión de nuestras medidas son mejores, adicionalmente se calcula el error porcentual para la

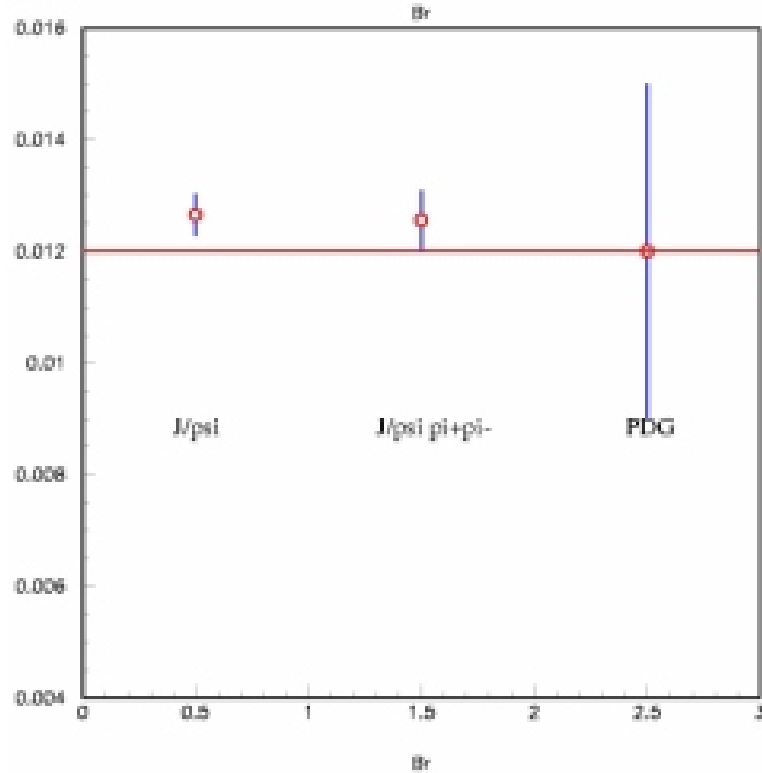


Figura 4-16: Razón de producción de los modos $J/\psi+X$, $J/\psi+\pi^+\pi^-$ y valor PDG.

Cuadro 4-14: Tabla comparativa entre los resultados de este análisis con los obtenidos por Vanucci

Parametro	$\psi(2S) \rightarrow J/\psi+X$	$\psi(2S) \rightarrow J/\psi+\pi^+\pi^-$	Vanucci(1977)/PDG
Mass	3.09693 GeV	3.09688 GeV	
σ	20.5265 MeV	20.5656 MeV	
Yield	5536.39 ± 169.4	2166.47 ± 91.3	309 ± 50
Eff	25.34 %	17.62 %	7.5 %
\sqrt{s}	3.686 GeV	3.686 GeV	3.095 GeV
Br	$1.26 \pm 0.03 \pm 0.06 \%$	$1.25 \pm 0.05 \pm 0.05 \%$	$1.20 \pm 0.30 \%$
Error %	2.38 %	4 %	25 %

razón de producción de cada uno de los modos y se observa que los valores son substancialmente mucho más bajos que los obtenidos en el estudio anterior, indicandonos por tanto una mayor precisión en nuestras medidas.

Ahora, al considerar la regla del 12 % para nuestros resultados y tomando la medida obtenida por la Colaboración CLEO que es 12.7 ± 0.5 [10], se tiene que:

- Para el modo Inclusivo: $\psi(2S) \rightarrow J/\psi + X$

$$Q_h = \frac{B(\psi(2S) \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0 K^+ K^-)}{J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0 K^+ K^-}$$

$$Q_h = 10.07 \pm 0.5$$

- Para el modo exclusivo: $\psi(2S) \rightarrow J/\psi + \pi^+\pi^-$

$$Q_h = \frac{\psi(2S) \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0 K^+ K^-}{J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0 K^+ K^-}$$

$$Q_h = 10.16 \pm 0.5$$

y al comparar el resultado obtenido por la colaboración BES (ver tabla 2-2) para $\psi(2S)$, cuyo valor es de 9.8 ± 2.8 [13], vemos que para nuestro caso, hay una aproximación significativa al cumplimiento de la regla del 12%.

Capítulo 5

CONCLUSIONES Y TRABAJOS FUTUROS

Este análisis muestra los resultados de la razón de producción de $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0 K^+K^-$, obtenidos a partir de los modos $\psi(2S) \rightarrow J/\psi + X$ y $\psi(2S) \rightarrow J/\psi + \pi^+\pi^-$ y de los experimentos CLEO-c, CLEO III y su valor ponderado, tales resultados fueron (ver cuadro 5-1):

Cuadro 5-1: Comparación de resultados finales de la razón de producción

	$\psi(2S) \rightarrow J/\psi + X$	$\psi(2S) \rightarrow J/\psi + \pi^+\pi^-$	Vanucci
Br	$(1.26 \pm 0.03) \times 10^{-2}$	$(1.25 \pm 0.05) \times 10^{-2}$	$(1.20 \pm 0.3) \times 10^{-2}$

La precisión de las medidas fue mejorada, como se ve al comparar los cuadros 2-1, 4-7 y 4-12, los errores obtenidos en este análisis son más pequeños (ver cuadro 5-2).

Cuadro 5-2: Comparación de resultados obtenidos por este análisis con los del SLAC

Análisis	Modo	Número de eventos	Eficiencia
$\pi^+\pi^-\pi^0 K^+K^-$	all	309±50	0.073
	$J/\psi + X$	5356.39±169.456	0.25
	$J/\psi + \pi^+\pi^-$	2166.75±91.303	0.17

Se obtienen los errores porcentuales para cada modo y vemos que nuestros resultados arrojan un menor error que los obtenidos en 1977 (ver cuadro 4-14).

Cuadro 5-3: Cuadro comparativa de los errores porcentuales

	$\psi(2S) \rightarrow J/\psi + X$	$\psi(2S) \rightarrow J/\psi + \pi^+\pi^-$	Vanucci(1977)/PDG
Error %	2.38 %	4 %	25 %

Se comprueba la regla del 12% y se compara con el valor obtenido por la colaboración BES (ver cuadro 2-2), esto se ilustra mejor en la figura (5-1).

Cuadro 5-4: Comparación de resultados obtenidos para la regla del 12%

	$\psi(2S) \rightarrow J/\psi + X$	$\psi(2S) \rightarrow J/\psi + \pi^+\pi^-$	BES	CLEO
Q_h	10.07 ± 0.5	10.16 ± 0.5	9.8 ± 2.8	10.59 ± 2.8

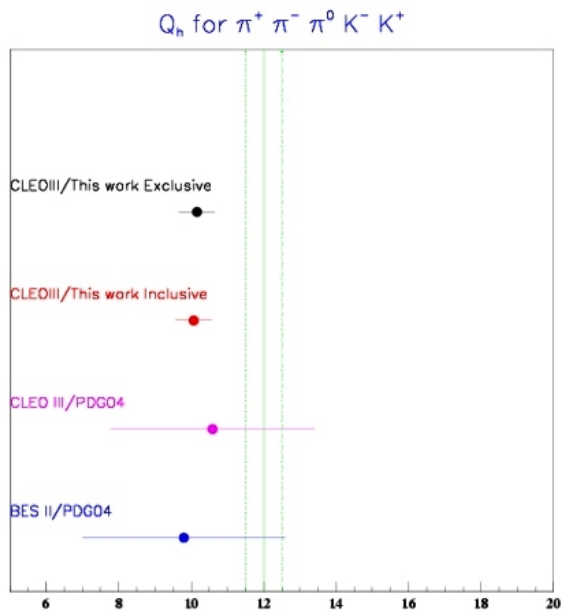


Figura 5-1: Comparación de los valores de la regla del 12% obtenidos por BES, CLEO con los valores obtenidos de los modos inclusivo y exclusivo de este análisis.

Se espera para finales del 2006, que en el detector CLEO-c se colecten 30 millones más de $\psi(2S)$, con esta nueva cantidad de data se reconstruira nuevamente este análisis, aunque sin embargo, esperamos tener un precisión similar a la obtenida en este estudio.

Bibliografía

- [1] J. Allday. Quarks, leptons and the big bang. *Institute of Physics Publishing, Bristol an Philadelphia*, 1988.
- [2] D. Perkins. Introduction to high energy physics. *Addison-Wesley Publishing Company. Inc*, 1987.
- [3] O. Aquines. Branching ratio measurement of $\chi_c \rightarrow vv$. *Ms. Thesis, University of Puerto Rico. Mayaguez Campus*, 2006.
- [4] H. Hernandez. A search for the rare decay $d^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$. *Ms. thesis, University of Puerto Rico. Mayaguez Campus*, 2001.
- [5] F. Barrada. Viaje al corazón de la materia. <http://palmera.pntic.mec.es/fbar-rada/index>.
- [6] P. Davies. *Superfuerza*. Biblioteca Cientifica Salvat, 1986.
- [7] C.S. China. De la simetría y la conservación. <http://personales.ya.com/casanchi/fis/simetria01.htm>.
- [8] T. Appelquist and H. D. Politzer. *Heavy Quarks and e^+e^- annihilation*. (CLEO Collaboration), physical review letters 34, 43 edition, 1975.
- [9] Y. F. Gun and X. H. Li. (CLEO Collaboration), physical review letters 63, 114019 edition, 2001.
- [10] R. Briere. *Observation of Thirteen New Exclusive Multibody Hadronic Decays of the $\psi(2S)$* . (CLEO Collaboration), physical review letters edition, 5 August 2005.
- [11] P. Davies. *De los Átomos a los Quarks*. Biblioteca Cientifica Salvat, 1985.
- [12] F. Vanucci. *Mesonic Decays of the $\psi(3095)$* , volume Volume 15, Number 7. Physical Review D, 1 April 1977.

- [13] M. Ablikim. *Experimental Study of $\psi(2S)$ Decays to $K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^0$ Final States*. (BES Collaboration), arxiv:hep-ex/0512025 v2 edition, 13 Mar 2006.
- [14] Cornell University Laboratory for Elementary Particle Physics. *The CESR Storage Ring*. <http://www.lns.cornell.edu/public/lab-info/cesr.html>.
- [15] A. Franco. *Física con ordenador. Curso Interactivo de Física en Internet*. <http://www.sc.ehu.es/sbweb/fisica/default.htm>.
- [16] A.J. Magerkurth. *Measurement of Two Body B Meson Decays to Pions and Kaons with the CLEO-III Detector*. Ph.D. thesis, Cornell University, 2003.
- [17] L.L. Hsu. *A Study of the Form Factors in Semileptonic Neutral D Meson Decays to Pion and Kaon Modes Using the CLEO-III Detector*. Ph.D. thesis, Cornell University, 2004.
- [18] Claus Grupen. *Physics of Particle Detection*. Department of Physics, University of Siegen.
- [19] *La Ciencia en el Laboratorio Wilson*.
- [20] CLEO-C Collaboration. *CLEO-C and CESR-C: A New Frontier of Weak and Strong Interactions*. 2001.
- [21] B. Winey. *Electron Identification*. Department of Physics, Houghton College, Houghton, NY, 14744.
- [22] Review of Particle Physics. *Particle Data Group. PDG*, volume 33. Institute of Physics Publishing, www.iop.org/journals/jphysg edition, July 2006.

MEDIDA DE LA RAZÓN DE PRODUCCIÓN DE $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0K^+K^-$

Arjuna Castrillón Camacho

(787) XXX-XXXX

Departamento de Física

Consejero: Héctor Méndez

Grado: Maestría en Ciencias

Fecha de Graduacion: Noviembre 2006

Este es el resumen para la audiencia general.

En el archivo: `GeneralAudienceAbstract.tex`