

**CENTRO DE INVESTIGACIÓN Y DE
ESTUDIOS AVANZADOS
DEL
INSTITUTO POLITÉCNICO NACIONAL**

*La resonancia J/ψ y sus implicaciones para
la masa del W*

TESIS

*presentada al Departamento de Física
como requisito para obtener el grado de*

MAESTRO EN CIENCIAS
en la especialidad de Física

por

ALBERTO SÁNCHEZ HERNÁNDEZ

México, D.F., Enero de 1995

A mis padres

A mis hermanos

Contenido

Lista de figuras	iii
Lista de tablas	v
Agradecimientos	vi
1 Introducción	1
1.1 Motivación física	1
1.2 Organización	4
2 El detector DØ	5
2.1 El sistema de tracking de DØ	6
2.1.1 Detector de vértices (VTX)	7
2.1.2 Detector de radiación de transición (TRD)	7
2.1.3 Cámaras de arrastre (CDC y FDC)	9
2.2 El sistema de calorímetros de DØ	10
2.2.1 Calorímetro central	11
2.2.2 Calorímetro de los extremos (EC)	13
2.3 El sistema de detección de muones	15
2.4 Trigger y sistema de adquisición de datos	17
2.4.1 Nivel 0	18
2.4.2 Trigger de Nivel 1	18
2.4.3 Nivel 2 triggers de software	19

3	Potencial físico de J/ψ	20
3.1	Descubrimiento de J/ψ	20
3.2	Producción de J/ψ	21
3.3	Calibración del detector	24
3.4	J/ψ como trigger en colisiones $\bar{p}p$	25
3.5	Violación CP	26
4	Selección y procesamiento de datos en línea	27
4.1	Selección de eventos	27
4.1.1	Triggers	27
4.1.2	Algoritmos en línea	28
4.1.3	Identificación de electrones	29
4.1.4	Corridas especiales	29
4.2	Muestra hija	31
4.3	Cortes de selección	32
4.4	Backgrounds	36
5	Detección de J/ψ y respuesta del Calorímetro	38
5.1	Criterios de selección	38
5.2	Corrección y estimación de errores	42
5.3	Comprobación	44
5.4	Extracción de las constantes de calibración	46
5.5	Implicaciones para la medición de la masa de W	49
5.5.1	Cálculo del error en la masa del W	49
6	Conclusiones	51
	Referencias	53

Lista de figuras

2.1	Vista panorámica del Detector DØ	6
2.2	Corte transversal del Sistema de Tracking de DØ	8
2.3	Corte seccional del Sistema de Calorímetros de DØ	8
2.4	Diagrama del Sistema de Calorímetros en los Extremos del Detector DØ	12
2.5	Diagrama en bloques del trigger de DØ	17
3.1	Gráficas de Feynman $O(\alpha_s^3)$ para la producción directa de charmonium.	22
3.2	Diagrama del quark espectador para el decaimiento inclusivo $B \rightarrow J/\psi X$	23
4.1	Distribución de masa invariante para la muestra hija	30
4.2	Distribución de masa invariante para pares PELC-PELC de las corridas especiales y correlación con ΔR	32
4.3	Distribución de spread para electrones de Monte Carlo a diferentes energías de entrada	33
4.4	Distribución de spread para (a) clusters PELC de las corridas especiales, (b) PPHO y (c) π^0 reconstruidos	34
4.5	Distribución de masa invariante para PELC (datos) : sin corte en spread	35
4.6	Distribución de masa invariante para PELC (datos) con corte en spread en 0.7	36

5.1	Distribución de masa invariante de pares PELC-PELC con cortes de calidad (método A)	40
5.2	Distribución de masa invariante PPHO-PPHO utilizada para definir la forma del background del método A	41
5.3	Distribución de masa invariante para pares PELC-PELC y PELC-PPHO con cortes de calidad (método D)	42
5.4	Distribución de masa invariante utilizada para definir el background del método D	44
5.5	Distribución de masa invariante PELC-PELC de Monte Carlo con cortes de calidad	45
5.6	Distribución de masa invariante PELC-PELC de Monte Carlo sin evento subyacente	46
5.7	Distribuciones para f	47

Lista de tablas

[1.1] Partículas elementales y sus propiedades	2
[5.1] Errores en el ajuste de la masa de J/ψ	43
[5.2] Errores en β	48

Agradecimientos

Es un placer agradecer a mi asesor el doctor Heriberto Castilla Valdez por brindarme sus conocimientos, experiencia y paciencia en el desarrollo de esta tesis; también quiero agradecer al profesor H.E. Fisk, por su apoyo económico en mi estancia en Fermilab.

De igual forma agradezco a los doctores Arturo Fernández Telles, Miguel Angel Pérez Angón y Rebeca Juárez Wisozka quienes me introdujeron al campo de la física experimental de altas energías. Agradezco también a Maribel Ríos Cruz, Rubén Flores Mendieta, Juan Morales Corona, Fabiola Vázquez Valencia, Salvador Carrillo Moreno y Cecilia Uribe Estrada por su amistad y compañerismo durante el desarrollo de mi maestría. Un especial agradecimiento a Ian Adam y Nina Denisenko por su valiosa ayuda, comentarios y discusiones durante mi estancia en Fermilab.

Por último quisiera agradecer a mis profesores, amigos y familiares quienes siempre me apoyaron y alentaron y al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología así como al Departamento de Física de Cinvestav por su apoyo económico.

Capítulo 1

Introducción

1.1 Motivación física

La búsqueda para descubrir la estructura última de la materia, de moléculas a átomos, de átomos a electrones y núcleos, a nucleones, a partículas elementales y ahora a quarks, ha formado el marco principal de la física moderna. Sin embargo, la estructura última continúa en la obscuridad, aunque los esfuerzos desde inicios de siglo enfocados a la explicación del mundo físico fundamental han sido extremadamente exitosos revelando la grandeza del orden en la naturaleza. La búsqueda de estas partículas elementales y leyes básicas de la naturaleza es de lo que se ocupa la física de altas energías. En las últimas décadas los descubrimientos experimentales y teóricos han hecho que nuestro conocimiento de las partículas elementales y sus fuerzas sea mejor. Hoy en día sabemos que los electrones, protones y neutrones constituyen a la materia visible que se encuentra alrededor de nosotros, pero solamente los electrones parecen ser partículas tipo puntual. Los protones y neutrones son estados ligados de muchos constituyentes básicos, los quarks “up” (u) y “down” (d). Estos quarks están permanentemente confinados por las llamadas fuerzas o interacciones fuertes.

Las interacciones fuertes son gobernadas por una teoría fundamental de quarks y gluones conocida como Cromodinámica Cuántica (“Quantum Chromodynamics” QCD). Los gluones median las fuerzas fuertes que mantienen unidos a los quarks en el interior de protones y neutrones. QCD es una teoría elegante que en principio, es capaz de explicar toda la física de las interacciones fuertes.

Por otro lado existe un par de fuerzas distintas: la fuerza electromagnética y la fuerza débil –que gobierna los decaimientos radiativos–, hoy en día descritas propiamente por una teoría electrodébil unificada. Esta teoría predice correctamente las corrientes neutras débiles al igual que las propiedades observadas de los bosones W^\pm y Z portadores de la fuerza débil y compañeros del fotón, portador de la fuerza electromagnética.

La combinación de QCD y el modelo electrodébil nos proporciona una descripción de todo lo que conocemos acerca de las partículas elementales a distancias por debajo de 10^{-16} cm. La teoría de las interacciones fuerte y electrodébil puede ser comprobada sin ambigüedad comparando sus predicciones con mediciones precisas; ésto se ha realizado con una enorme cantidad de datos experimentales a alto nivel de sensibilidad sin ninguna señal clara de desacuerdo o inconsistencia. Esos impresionantes éxitos han hecho que esta teoría se conozca como Modelo Estándar (“Standard Model”). Su establecimiento podría verse como uno de los grandes triunfos científicos del siglo XX.

Con ayuda del Modelo Estándar podemos catalogar a las partículas e interacciones más fundamentales que describen la materia que nos rodea. Así, las partículas se pueden agrupar en dos clases: leptones y hadrones. Sin contar a sus antipartículas, sabemos que existen seis leptones, hasta donde conocemos, puntuales. No ocurre lo mismo para los hadrones, los cuales, según el modelo, son sistemas compuestos formados por quarks. La interacción fuerte distingue a los quarks de los leptones. Por lo que sabemos existen seis sabores de quarks: u, d, s, c, b y t, cada uno en tres colores. La tabla 1.1 resume esta catalogación. Combinando estos quarks de acuerdo a las reglas del modelo, los hadrones – bariones y mesones – se encuentran formados por combinaciones de tres quarks para los bariones y de un quark y un antiquark para los mesones.

A pesar del éxito del Modelo Estándar, se cree que ésta no es la palabra final, pues existen todavía insatisfacciones con el sector electrodébil el cual muestra varias preguntas sin respuesta: ¿Por qué a pesar de que existen muchas partículas no se ha observado un patrón en las magnitudes de las masas? ¿Por qué y cómo se rompe la simetría entre las interacciones débil y electromagnética? ¿Por qué se rompe la simetría materia-antimateria? Muchas especulaciones, pero la física es una ciencia experimental, y solamente con nuevos datos y observaciones podremos tomar el camino correcto que nos lleve a contestar estas y otras preguntas.

Motivados por lo anteriormente dicho nos involucramos en la detección de

Primera Generación de Fermiones

Partícula	Símbolo	Espín	Carga	Masa (GeV)
Neutrino del Electrón	ν_e	1/2	0	$< 7.2 \times 10^{-9}$
Electrón	e	1/2	-1	0.51×10^{-3}
Quark Up	u	1/2	2/3	$\sim 5 \times 10^{-3}$
Quark Down	d	1/2	-1/3	$\sim 9 \times 10^{-3}$

Segunda Generación de Fermiones

Partícula	Símbolo	Espín	Carga	Masa (GeV)
Neutrino del Muón	ν_μ	1/2	0	$< 2.7 \times 10^{-4}$
Muón	μ	1/2	-1	0.106
Quark Charm	c	1/2	2/3	~ 1.35
Quark Strange	s	1/2	-1/3	~ 0.175

Tercera Generación de Fermiones

Partícula	Símbolo	Espín	Carga	Masa (GeV)
Neutrino de Tau	ν_τ	1/2	0	$< 3 \times 10^{-2}$
Lepton Tau	τ	1/2	-1	1.78
Quark Top	t	1/2	2/3	174 ± 17
Quark Bottom	b	1/2	-1/3	~ 4.5

Bosones de Norma

Partícula	Símbolo	Espín	Carga	Masa (GeV)
Fotón	γ	1	0	0
Bosón W	W	1	± 1	80.22
Bosón Z	Z	1	0	91.19
Gluones	g	1	0	0

Bosón Higgs

Partícula	Símbolo	Espín	Carga	Masa (GeV)
Bosón Higgs	H	0	0	$63 < M_H < 800$

Tabla 1.1: Partículas elementales y sus propiedades [1]

la resonancia J/ψ en $D\bar{O}$ pues aunque ésta, desde su descubrimiento en 1974, se ha estudiado con bastante amplitud, hoy en día es una herramienta muy importante para la física de altas energías alrededor del mundo debido a su gran potencial físico que va desde la calibración de un detector o medición de su respuesta electromagnética, hasta su utilización como indicio de eventos de los cuales ella es un producto.

El objetivo de la presente tesis es medir la respuesta electromagnética del detector $D\bar{O}$ a partir de la medición de la masa de J/ψ , la cual se puede traducir en una escala y un desplazamiento de las energías reconstruidas para los candidatos a electrones y tal desplazamiento se traslada de manera sencilla en un error para la medición de la masa del bosón W , cuya medición precisa es requerida para la búsqueda de nueva física o reforzamiento de la ya existente.

1.2 Organización

En el capítulo 2 se hace una descripción detallada del Detector $D\bar{O}$ con especial énfasis en el Sistema de Calorimetría, vital para el desarrollo de la presente tesis.

El capítulo 3 muestra una discusión acerca de lo que se conoce en torno a la observación y producción de la resonancia J/ψ .

En el capítulo 4 se describe la forma de cómo se seleccionan eventos vistos por el detector y se hace un análisis de las variables cinemáticas necesarias.

En el capítulo 5 se muestran las mediciones realizadas bajo dos métodos de análisis y se presenta la señal observada de J/ψ por el Detector $D\bar{O}$, así como también las implicaciones físicas para la medición del bosón W .

Finalmente en el capítulo 6 se muestran los resultados y conclusiones obtenidos en esta tesis.

Capítulo 2

El Detector DØ

El detector DØ [2] de 5500 toneladas ilustrado en la figura 2.1, es un dispositivo de tres subdetectores diseñado para estudiar fenómenos de masa y momento transversal grandes en el Tevatrón de Fermilab, destacando la detección de electrones, muones, chorros de partículas (jets) y neutrinos mediante la medición de la energía transversa (E_T) faltante.

Desde su interior, el detector consiste de un sistema central de identificación de trazas (tracking), un sistema de calorimetría y un sistema de detección de muones, sin existir un campo magnético central. El sistema central de tracking consta de una cámara de vértices cilíndrica; un detector de radiación de transición (TRD), para identificación de electrones; una cámara central de arrastre (CDC) y dos cámaras de arrastre en forma de disco en los extremos del detector (FDC). El sistema de calorimetría está formado por un calorímetro central (CC), y dos calorímetros en los extremos (EC), cada uno de ellos tiene una sección electromagnética formada por una serie de placas de uranio delgadas, una sección hadrónica fina de placas de uranio más gruesas y una sección hadrónica gruesa de placas de cobre y acero. El sistema de detección de muones consta de un sistema de ángulo amplio de 164 módulos de tubos de arrastre proporcionales, cada uno de veinte pies de largo, montados antes y después de toroides de hierro magnetizados de cinco pies de espesor.

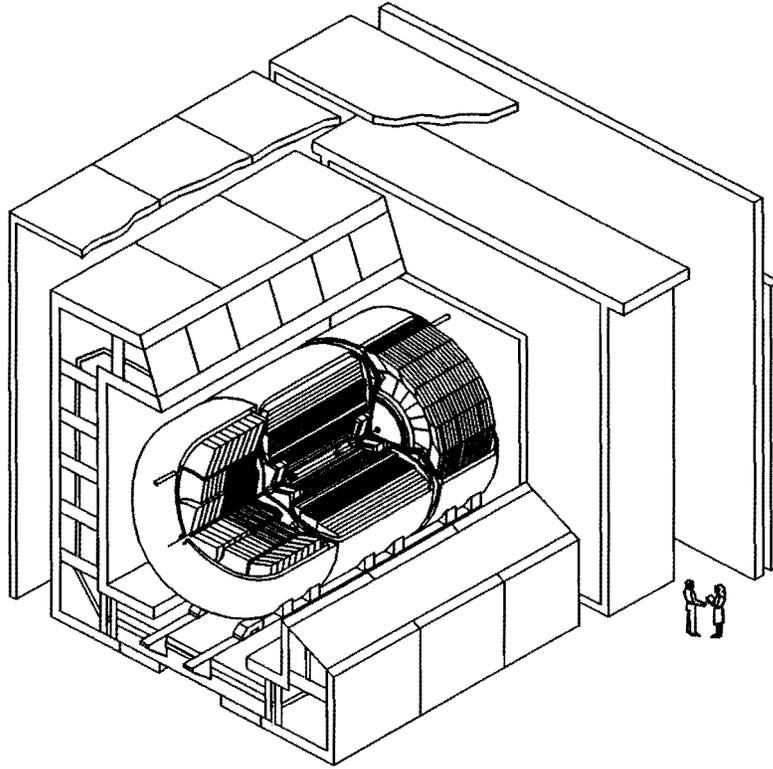


Figura 2.1: Vista panorámica del Detector DØ

2.1 El sistema de tracking de DØ

El sistema de tracking es una componente importante del detector DØ dado que se encarga de identificar si un cúmulo de energía en el calorímetro proviene de un electrón o de un fotón, así como de la identificación de la multiplicidad de partículas cargadas sobrepuestas, usando la altura de los pulsos y comparándolos con partículas de ionización mínima (MIP). La ausencia de un campo magnético central influyó en el diseño y optimización de los detectores de tracking de DØ. Sin necesidad de medir el momento de las partículas cargadas, las principales consideraciones para el tracking fueron una buena definición de dos trazas, alta eficiencia y buena medición de la energía de ionización para distinguir electrones respecto de pares e^+e^- con ángulo de separación pequeño. Este sistema se muestra en la figura 2.2.

El sistema de tracking de DØ consta de tres diferentes sistemas en la región de pseudorapidity central $|\eta| < 0.9$ ($\eta \equiv -\ln(\tan \frac{\theta}{2})$), donde θ es el ángulo polar desde el eje del haz—. En la parte más interna hay una

cámara de vértices que cubre todo el ángulo azimutal y desde 3.7 cm hasta 16.2 cm en la dirección radial. Este sistema se usa en la determinación del vértice de interacción que es crucial para obtener la E_T de objetos que provienen de interacciones fuertes. Enseguida de la cámara de vértices, hay tres capas de detectores de radiación de transición usados para la detección de electrones. Finalmente la componente externa del sistema de tracking es una cámara de arrastre central que permite detectar la conversión de un fotón a un par e^+e^- antes de que alcancen el calorímetro. El CDC es también usado para identificar la trayectoria de partículas cargadas provenientes de la interacción y determinar la localización del vértice de interacción. Las cámaras de arrastre en los extremos permiten la cobertura de objetos con η grande, buena resolución espacial de trayectorias de partículas cargadas y cobertura hermética alrededor del punto de interacción.

2.1.1 Detector de vértices (VTX)

La cámara de vértices está diseñada para lograr mediciones precisas de trayectorias cargadas en la cercanía del punto de interacción, lo que permite una precisa reconstrucción del vértice de interacción. El conocimiento exacto de dicho vértice es necesario para obtener una medición precisa de la energía transversal de un objeto. La cámara de vértices consta de tres capas independientes de celdas de arrastre; las dos capas externas están divididas en 32 sectores azimutales, mientras que la capa interna está dividida en 16 sectores. Las celdas de las tres capas están desfasadas en ϕ para el mejor reconocimiento de patrones y facilitar la calibración. Cada sector consta de ocho alambres sensores, cada uno leído en ambos extremos para medir la posición de z usando división de carga. Los alambres sensores están desplazados $\pm 100\mu\text{m}$ con respecto a la línea central del sector para eliminar ambigüedades izquierda-derecha. El VTX logra una resolución espacial de $60\mu\text{m}$ para distancias de arrastre mayores de 2mm y una eficiencia en la resolución de pares superior al 90% para separaciones mayores de 0.63mm.

2.1.2 Detector de radiación de transición (TRD)

Los detectores de radiación de transición usan el hecho de que las partículas cargadas radían fotones cuando cruzan la frontera entre dos materiales con diferentes propiedades dieléctricas o magnéticas. La energía de los fotones radiados depende linealmente del factor γ de Lorentz, y como la energía

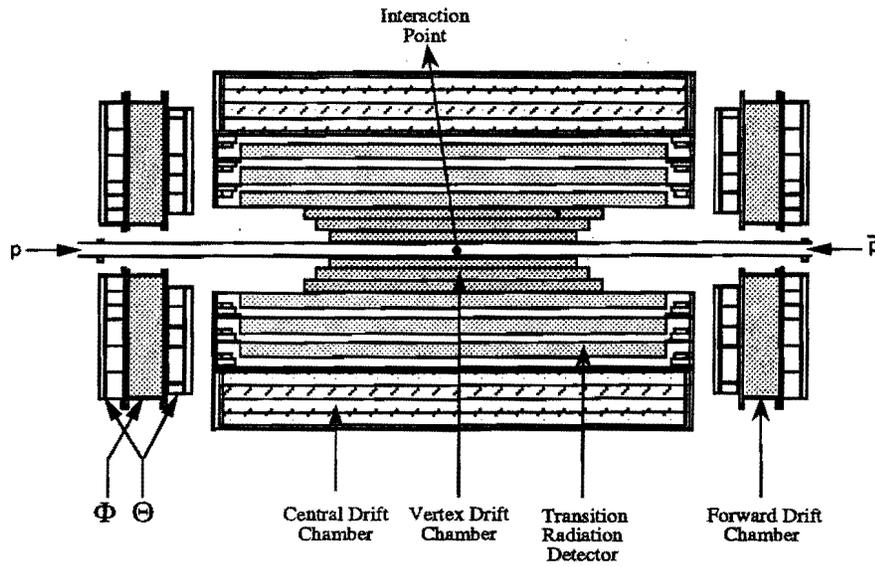


Figura 2.2: Corte transversal del Sistema de Tracking de DØ

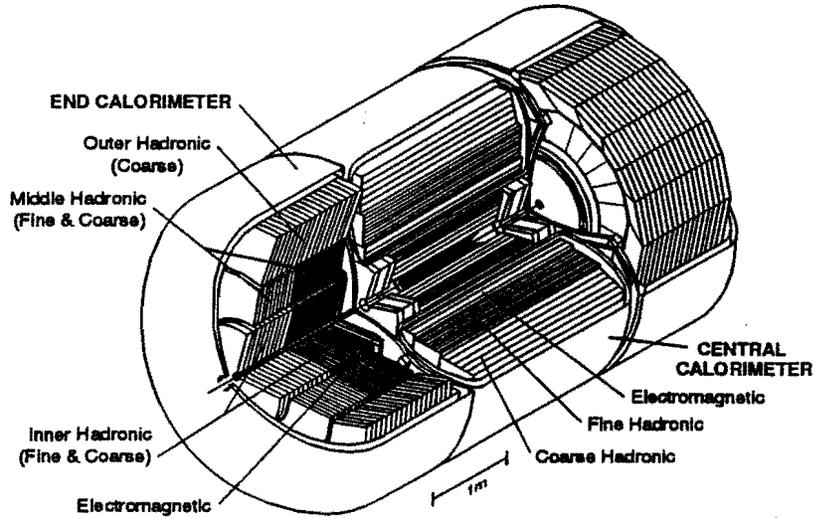


Figura 2.3: Corte seccional del Sistema de Calorímetros de DØ

del fotón es inversamente proporcional a la raíz cuadrada de la masa de la partícula que cruza el medio, los TRD son herramientas eficientes para separar hadrones de electrones. El detector de radiación de transición permite separar electrones del ruido generado por falsos electrones, los cuales provienen de jets observados como compuestos de hadrones neutros, decayendo a fotones, con hadrones cargados de baja energía, aún en la ausencia de un campo magnético central. El TRD de DØ consta de tres unidades separadas cada una con un radiador y una cámara de detección de rayos X. La sección de radiadores de cada unidad de TRD consta de 393 hojas de polipropileno en un volumen llenado con gas de nitrógeno. La detección de los rayos X se lleva a cabo en una PWC (“Proportional Wire Chamber”) de dos etapas de expansión temporal de arrastre radial montada justo después del radiador. Los rayos X se convierten principalmente en la primera etapa de la cámara, y la carga resultante se desplaza radialmente hacia afuera a las celdas sensoras, donde ocurre la avalancha. El tiempo de arribo y la carga total colectada en los ánodos pueden usarse para distinguir hadrones de electrones. A partir de experimentos con un haz de prueba en el CERN se encontró que el TRD tiene un factor de rechazo (e/π) de 30 y retiene el 90% de los electrones.

2.1.3 Cámaras de arrastre (CDC y FDC)

Las cámaras de arrastre determinan la trayectoria de partículas ionizantes usando el tiempo de arrastre de ionización de los electrones liberados de las moléculas de gas por la partícula cargada en movimiento. Hay tres cámaras de arrastre en el detector DØ: una en la región central ($|\eta| < 1.2$) y dos en los extremos a cada lado del CDC que cubren la región $|\eta| > 1.4$. La resolución espacial de los CDC es de 2mm a lo largo de la longitud del detector (z) y $150\mu\text{m}$ en el plano $r\phi$. El CDC consta de cuatro capas que están empalmadas por la mitad del tamaño de un sector relativo a cada una, de manera que no hay hendiduras alineadas en la dirección de ϕ . Cada capa consta de 32 celdas azimutales, cada una con 7 alambres sensores que proporcionan información para determinar el ángulo polar (θ) y azimutal (ϕ) de una traza y dos líneas de retardo que proporcionan información en z . Envolver el primer y el último ánodo, se añadió un alambre aterrizado al par usual de ánodos para minimizar la señal inducida sobre la línea de retraso de los alambres sensores internos.

A cada extremo de la cámara central hay una cámara de arrastre (FDC) para aumentar la cobertura de tracking de partículas cargadas hasta $\theta \approx 5^\circ$ con respecto a ambos haces emergentes. Las FDC tienen una resolución espa-

cial de $200\mu\text{m}$ en el plano $r\phi$. Las FDC constan de una cámara Φ cuyos cables corren radialmente y están intercalados entre dos cámaras Θ . El módulo Φ es una sola cámara que contiene 36 sectores en el azimut, cada uno con 16 ánodos a lo largo de la coordenada z atravesada por las partículas. Cada módulo Θ consta de cuatro cuadrantes separados mecánicamente, cada uno con seis celdas rectangulares de radios crecientes. Cada celda contiene ocho ánodos en z ; los alambres sensores en las tres celdas internas están en un borde de la celda de manera que los electrones viajan en una sola dirección (eliminando ambigüedades izquierda-derecha). La cámara Φ proporciona información en la dirección azimutal y las cámaras Θ proporcionan información del ángulo polar del track cargado. Las capas están sobrepuestas en el plano $r\phi$ para eliminar hendiduras alineadas. La sobreposición de los alambres contribuye a reducir la ambigüedad en la identificación de tracks reales de los virtuales (imágenes especulares en cada lado de los alambres sensores).

2.2 El sistema de calorímetros de DØ

El diseño del calorímetro es crucial para la optimización del detector DØ. Como no hay un campo magnético central, el calorímetro debe proporcionar la medición de energía de electrones, fotones y jets. Además, el sistema de calorímetros juega un importante papel en la identificación de electrones, fotones, muones y jets así como en el establecimiento del balance de energía transversa en un evento. En la figura 2.3 se muestra una vista del sistema de calorímetros de DØ. La resolución y la linealidad alcanzables en el calorímetro se relacionan con la razón de respuesta a electrones y piones, la cual cae desde 1.11 a 10 GeV hasta 1.04 a 150 GeV.

El sistema de calorímetros de DØ consta de tres calorímetros de muestreo que cubren diferentes rangos en pseudorapidity: el calorímetro central (CC) que cubre el rango $|\eta| < 1.2$ mientras que los dos calorímetros en los extremos (EC) cubren el rango $1.2 < |\eta| < 4.5$. Un calorímetro de muestreo es un aparato que muestrea sólo una parte de la energía perdida por una partícula mientras atraviesa el calorímetro. Es necesario hacer una corrección para convertir la fracción de energía medida a la energía total perdida por la partícula. El factor de corrección es llamado fracción de muestreo.

Un calorímetro de muestreo está compuesto de un material pasivo, absorbente y denso, y por un material menos denso y activo. En el material pasivo se absorbe parte de la energía inicial y también se producen algunos chorros electrónicos (showers). Las partículas en el shower que atraviesan el

material menos denso producen carga de ionización la cual es colectada. Esta carga es proporcional a la energía inicial de la partícula. En el calorímetro de DØ el material activo es argón líquido (LAr) y los medios pasivos son uranio, cobre y acero inoxidable.

La trayectoria libre media de una partícula electromagnética se expresa en términos de unidades de longitud de radiación X_0 . Después de atravesar una distancia x de material, una partícula electromagnética pierde una fracción de su energía original; esta fracción se expresa como:

$$P(x) = e^{-x/X_0} \quad (1)$$

La resolución de un calorímetro de muestreo se expresa como:

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right) = C^2 + \frac{S^2}{E} + \frac{N^2}{E^2} \quad (2)$$

donde E es la energía media de la partícula incidente; C es una constante que incluye errores de calibración tales como la variación errática del momento del haz de prueba y las variaciones en el espesor en las capas de LAr; S es el término de fluctuación de muestreo e incluye la fluctuación de los showers en los gaps de LAr; N es el término de ruido que incluye el ruido electrónico y el ruido inducido por la radiactividad del absorbente. En el diseño final se buscó que el calorímetro de DØ tuviera un conjunto de torres '*pseudo-proyectivas*' de lectura, con cada torre subdividida en profundidad. El término pseudo-proyectiva se refiere al hecho que los centros de las celdas se encuentran en rayos proyectados desde el centro de la región de interacción, conforme la profundidad del shower se incrementa, pero las fronteras de las celdas están alineadas perpendicularmente a las placas del absorbente.

2.2.1 Calorímetro central

El calorímetro central cubre el rango de pseudorapidity $|\eta| < 1.2$ y está subdividido en tres sistemas: el calorímetro electromagnético, que es la parte más interna, el calorímetro hadrónico fino y el calorímetro hadrónico grueso. El calorímetro está finamente segmentado para obtener una localización precisa de los depósitos de energía en el mismo. La segmentación en el espacio η - ϕ es 0.1×0.1 en toda la profundidad longitudinal excepto la tercera capa de lectura que tiene una segmentación de 0.05×0.05 en el espacio η - ϕ . Esta

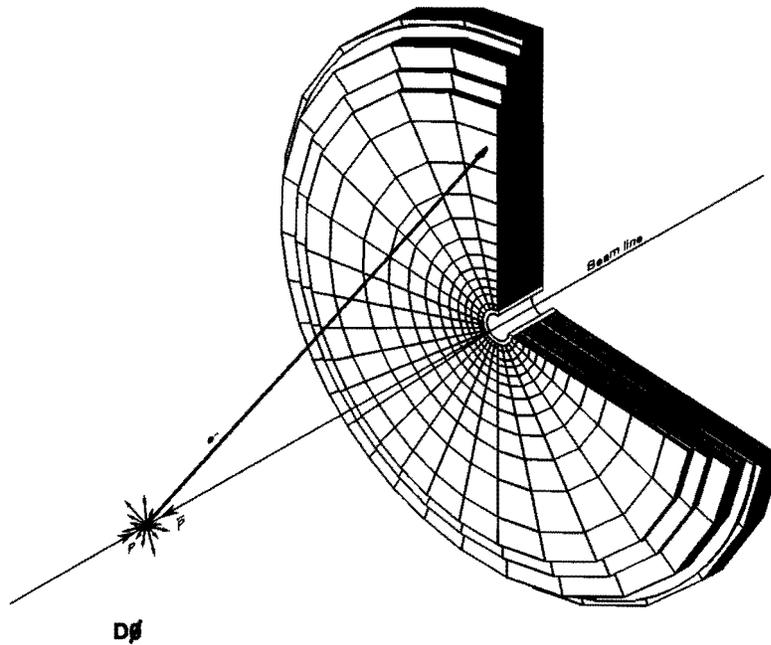


Figura 2.4: Diagrama del Sistema de Calorímetros en los extremos del Detector DØ

segmentación permite una mejor resolución de la posición para el máximo de showers de electrones y fotones.

CC Calorímetro electromagnético (EM)

Los 32 módulos del calorímetro electromagnético conforman la parte más interna del calorímetro central. El CCEM se usa principalmente para medir la energía electromagnética de partículas como electrones y fotones. El material absorbente de este calorímetro es uranio desactivado. Los valores medidos para los parámetros de la función de resolución (2) en el CCEM para el haz de prueba de DØ son $C = 0.003 \pm 0.004$, $S = (0.162 \pm 0.011)\sqrt{\text{GeV}}$ y $N = 0.140 \text{ GeV}$.

CC Calorímetro hadrónico fino (FH)

El CCFH es un cilindro compuesto de 16 módulos que rodean al EM y está diseñado para coleccionar la energía de partículas muy penetrantes como piones. El CCFH cubre 2π en ϕ . Las partículas hadrónicas interactúan con el

material del calorímetro principalmente a través de interacciones nucleares. La fracción de hadrones que no sufre una interacción nuclear después de recorrer cierta profundidad x del material se expresa como:

$$P(x) = e^{-x/\Lambda}$$

donde Λ es la longitud de interacción y es la trayectoria libre media de un hadrón en la materia. Aproximadamente el 53% de los hadrones comienzan a producir showers antes de alcanzar las primeras capas del CCFH debido a que primero tienen que cruzar el CCEM que tiene aproximadamente 0.76Λ .

CC Calorímetro Hadrónico grueso (CH)

El sistema de calorímetros de $D\emptyset$ cuenta con un calorímetro adicional para evitar la pérdida de showers hadrónicos ocasionados por fluctuaciones grandes en la profundidad de interacción. El CCCH es un cilindro concéntrico de dieciséis módulos justo fuera del CCFH y empalmado con éste para evitar alineamiento de hendiduras. El material absorbente del CCCH consta de nueve placas de cobre de 4.75 cm de espesor que tienen aproximadamente 3.2Λ para $\eta = 0$.

2.2.2 Calorímetro de los extremos (EC)

Los calorímetros de los extremos, mostrados en la figura 2.4, cubren el rango de pseudorapidity de $1.2 < |\eta| < 4.5$. Los EC constan de cuatro módulos: el ECEM situado en la cara frontal de la región de interacción EC más cercana; el ECIH situado inmediatamente detrás del ECEM; luego dieciséis módulos ECMH rodeados concéntricamente por el ECIH, y dieciséis módulos ECOH formando un anillo concéntrico fuera del EECMH. Los límites azimutales del MH y el OH están desplazados para evitar hendiduras a través de las cuales las partículas puedan penetrar el calorímetro.

EC calorímetro electromagnético

El módulo ECEM es de aproximadamente 2m de diámetro y 24.1cm de ancho. Cada ECEM está situado a 1.70m del punto de interacción con su cara frontal mirando hacia el punto de interacción. El material absorbente de los módulos ECEM es de placas delgadas de uranio desactivado

y el medio activo es LAr. Los módulos ECEM cubren el rango de pseudorapidity de $1.4 < |\eta| < 4.0$ proporcionando cobertura hermética de los EM hasta el tubo del haz. Los parámetros de la función de resolución (2) son $C = 0.003 \pm 0.003$, $S = (0.157 \pm 0.006)\sqrt{\text{GeV}}$ y $N = (0.29 \pm 0.03)\text{GeV}$. Estos parámetros fueron medidos en el haz de prueba de DØ en 1989.

La resolución espacial se puede parametrizar como:

$$\sigma(\text{mm}) = 1.0 + 0.035x^2$$

donde x es la distancia de la posición de impacto en la capa 3 desde el borde de la torre en unidades de mm. La resolución espacial se determinó comparando el track del haz de prueba y la posición del shower pesado con la energía en la capa 3 del ECEM, usando un haz de 50 GeV.

EC Calorímetro hadrónico interno (IH)

El calorímetro hadrónico interno es un módulo cilíndrico hueco con radio interno de 3.92 cm y externo de 86.4 cm que sigue al ECEM. El IH consta de una parte hadrónica fina (IFH) y una hadrónica gruesa (ICH). El IFH consta de cuatro capas de lectura, cada una con dieciséis placas de uranio-niobio (1.7%) como material absorbente. Cada placa es de 6 mm de ancho. Los ICH cubren el rango de pseudorapidity de $1.2 < |\eta| < 4.5$ y consisten de trece placas delgadas de acero inoxidable de 46.5 mm de ancho como material absorbente. El ICH tiene sólo una capa de lectura.

EC Calorímetro hadrónico medio (MH)

El calorímetro hadrónico medio es un anillo de dieciséis módulos, concéntrico al tubo del haz que rodea al ECIHC. Las primeras cuatro capas de lectores del MH forman el calorímetro hadrónico fino medio (MFH); cada módulo tiene placas de 6mm de ancho de uranio-niobio (2%) como material absorbente. La última capa profunda del calorímetro hadrónico medio forma el calorímetro hadrónico medio grueso (MCH). Los módulos MCH tienen placas de 46.5 mm de ancho de acero inoxidable como material absorbente. El ECMH cubre el rango de pseudorapidity de $1.2 < |\eta| < 2.0$. Los parámetros en la función de resolución (2) son $C = 0.010 \pm 0.004$, $S = (0.233 \pm 0.010)\sqrt{\text{GeV}}$ y $N = 1.22\text{ GeV}$ para electrones y $C = 0.047 \pm 0.005$, $S = (0.439 \pm 0.042)\sqrt{\text{GeV}}$ y $N = 1.28\text{GeV}$ para pio-

nes. Estos parámetros fueron medidos para el haz de prueba de DØ en 1987 usando electrones y piones con energías entre 25 y 150 GeV.

Calorímetro hadrónico externo (OH)

El EEOH es un anillo de dieciséis módulos que rodea concéntricamente el ECMH. El ECOH cubre el rango de pseudorapidity de $0.7 < |\eta| < 1.4$. Cada módulo del ECOH tiene placas de 46.5 mm de espesor de acero inoxidable como material absorbente. Las placas están inclinadas un ángulo de 60° con respecto al eje del haz. Los calorímetros ECOH proporcionan una cobertura de showers de hadrones en la misma forma que lo hacen los CCCH.

ICD y gaps sin masa

La energía perdida por partículas en la región de pseudorapidity $0.8 < |\eta| < 1.4$ no se mide debido a que existe una cantidad considerable de dispositivos sin instrumentos de medición en esta región del detector DØ. Éstos están formados por las paredes de los crióstatos, anillos de suspensión y las tapas de los módulos. Para corregir por pérdidas, el sistema de calorímetros de DØ tiene dos detectores adicionales. Un sistema es el detector intercrióstato (ICD) que consta de un arreglo de contadores de centelleo, montados en la superficie frontal de cada crióstato del EC. Cada arreglo ICD consta de 384 centelladores con un tamaño de 0.1×0.1 en el espacio η - ϕ . Estos centelladores son del mismo tamaño que las celdas del calorímetro y forman una estructura pseudoproyectiva con las celdas del calorímetro. La señal de los ICD es leída por medio de fototubos. Además de los ICD, hay estructuras de una sola celda llamadas gaps sin masa, montadas en las superficies de los módulos CCFH, ECMH y ECOH, dentro de los crióstatos del calorímetro. Estos gaps sin masa constan de dos tableros de señal rodeados por tres gaps de LAr. El tamaño de cada módulo es también de 0.1×0.1 en el espacio η - ϕ .

2.3 El sistema de detección de muones

El sistema de detección de muones en DØ consta de cinco imanes toroidales de hierro sólido separados y rodeados por cámaras de arrastre proporcionales. La intensidad del campo magnético es de 2 Tesla. El sistema de muones mide la trayectoria de partículas cargadas hasta aproximadamente 3°

del tubo del haz. El momento de los muones se determina usando el ángulo de deflexión entre las trayectorias de las partículas antes y después de los imanes.

Los muones son identificados entre los jets de hadrones con mucho mayor pureza que los electrones porque aquéllos son detectados después de que la mayor parte de los showers hadrónicos y electromagnéticos son absorbidos en los calorímetros.

La trayectoria de la partícula incidente es determinada desde el punto primario de interacción, el tracking central y la primera capa de cámaras de muones. El ángulo y la posición de la partícula que sale de los imanes se miden en las cámaras de muones.

La dispersión múltiple de Coulomb en el calorímetro y en los imanes limitan la resolución de momento relativo a que sea $\geq 18\%$ y hasta el límite impuesto por la resolución en la coordenada de deflexión en los PDT. Se espera que con el alineamiento final de las cámaras de muones la determinación del signo sea hasta de tres desviaciones estándar para $p_T \leq 200$ GeV/c a $\eta = 0$ y $p_T \leq 30$ GeV a $\eta = 3.3$. Para la primera cámara la precisión en la determinación de la posición es ± 0.3 mm y ± 0.6 mrad para el ángulo. Para las siguientes dos capas de PDT la precisión esperada en la determinación de la posición es de ± 0.17 mm y para el ángulo la precisión esperada es de ± 0.2 mrad.

El toroide central (CF) cubre la región $|\eta| \leq 1$ y dos toroides en los extremos (EF) cubren $1 < |\eta| \leq 2.5$. Los toroides del sistema de muones de ángulo pequeño (SAMUS) van en el agujero central de los toroides EF y cubren $2.5 < |\eta| \leq 3.6$. Además de los gaps causados por los distintos elementos de soporte y de la necesidad de proporcionar corredores de acceso al detector, la cobertura de muones es hermética. El sistema de muones de ángulo amplio (WAMUS) proporciona medidas para todos los muones que atraviesan los CF y la mayoría de los que cruzan los toroides EF. El sistema WAMUS consta de 162 cámaras distintas de tubos proporcionales de arrastre con medidas de hasta 2.5×2.5 m². Los alambres de las cámaras WAMUS fueron orientados a lo largo de la dirección primaria del campo \vec{B} para tener una medida precisa de la coordenada de deflexión. A cada extremo del sistema SAMUS existen tres estaciones cada una constituida por tres planos.

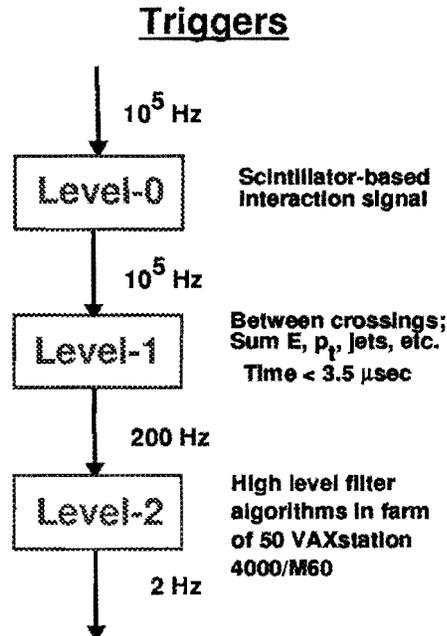


Figura 2.5: Diagrama en bloques del Trigger de DØ

2.4 Trigger y sistema de adquisición de datos

El trigger y el sistema de adquisición de datos en DØ constan de cuatro diferentes niveles que controlan el flujo de datos desde el detector así como también filtran los datos que serán escritos en cinta. El nivel 0 de trigger es un trigger basado en un centellador que indica la ocurrencia de una colisión inelástica. La razón de salida del trigger nivel 0 a una luminosidad de $\mathcal{L} = 5 \times 10^{30} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ es de cerca de 150 kHz.

El trigger de nivel 1 de hardware se basa en información del sistema de muones y del calorímetro; los elementos de este trigger están arreglados en una arquitectura flexible, manejada por software que permiten una modificación sencilla. La decisión del trigger se toma antes de que ocurra el siguiente cruce del haz. El trigger nivel 1.5 requiere un intervalo de varios cruces de los paquetes de partículas (bunches) para realizar los cálculos. La razón de triggers satisfactorios a nivel 1 es de alrededor de 200 Hz pero esta razón se reduce al pasar por el nivel 1.5 a menos de 100 Hz.

Un evento que ha pasado satisfactoriamente los triggers de nivel 1 ó 1.5

se envía a través del camino estándar de adquisición de datos de DØ a una granja de microprocesadores VAX 4000/60 que usan la información completa del evento para afinar los triggers de nivel 1 e identificar electrones, fotones, jets y muones con mayor precisión. Esta reconstrucción de software se conoce como nivel 2. Después de pasar los sofisticados algoritmos de nivel 2, los eventos son enviados a las computadoras para el monitoreo en línea del evento y grabado en cintas a una razón de 2 Hz.

2.4.1 Nivel 0

El trigger de nivel 0 consta de dos hodoscopios de centelleo cada uno montado perpendicularmente al eje del rayo sobre la superficie frontal de los crióstatos opuestos. Los hodoscopios tienen dos planos de contadores de centelleo rotados por un ángulo de 90° . Cada hodoscopio tiene 20 pequeños elementos de centelleo y 8 elementos largos. Cada elemento pequeño es de $7\text{ cm} \times 7\text{ cm}$ y se lee por medio de un solo tubo fotomultiplicador. Los elementos largos son de $7\text{ cm} \times 65\text{ cm}$ y cada uno es leído por dos fotomultiplicadores. Los hodoscopios proporcionan cobertura parcial para el rango de pseudorapidity de $1.9 < |\eta| < 4.3$ y cobertura casi total para el rango de pseudorapidity de $2.2 < |\eta| < 3.9$. La resolución del tiempo de vuelo de los hodoscopios es inferior a 150 ps. El trigger de nivel 0 registra la presencia de colisiones inelásticas detectando partículas a ángulos pequeños producidas en la región de interacción. Nivel 0 es capaz de determinar la posición z del punto de interacción midiendo la diferencia en el tiempo de arribo entre las partículas de ángulo pequeño, trabaja como un monitor de luminosidad para el experimento, midiendo la razón de colisiones inelásticas no difractivas. Es posible separar las interacciones haz-haz de las interacciones haz-halo y haz-gas con un corte en la determinación del vértice z .

2.4.2 Trigger de Nivel 1

El trigger nivel 1 usa información digital del nivel 0, el calorímetro y el sistema de muones. Nivel 1 decide si un evento se queda para análisis posterior o se rechaza antes del siguiente cruce del haz que ocurre $3.5\mu\text{s}$ después. Existen 32 posibles triggers disponibles, cada uno es la combinación lógica de 256 términos programables de entrada. Los términos de entrada pueden ser la calidad del haz proporcionada por nivel 0 —tal como la posición del vértice— el gran número de candidatos a muones, la energía transversa sobre

cierto umbral del procesador de nivel 1 del calorímetro, etc. El trigger del calorímetro se extiende hasta $|\eta|=3.2$ en torres de trigger de 0.2×0.2 en el espacio η - ϕ . Estas torres de trigger están divididas aún más longitudinalmente en torres de trigger electromagnéticas y torres de trigger hadrónicas. Los eventos son seleccionados como eventos con candidato a electrón si la sección EM de una sola torre de trigger excede uno de cuatro umbrales dados para la energía transversa. Por otra parte, los eventos son seleccionados como eventos con candidatos a jet si la suma de las torres de trigger EM y hadrónica exceden varios umbrales. La E_T escalar y la E_T faltante se calculan de la suma vectorial de E_T en todas las torres.

2.4.3 Nivel 2 triggers de software

El sistema de adquisición de datos y el hardware del trigger nivel 2 están muy estrechamente relacionados, el trigger nivel 2 se basa en una granja de 48 micro-VAX 4000/60. El principal propósito de nivel 2 es recolectar la información digitalizada de todos los elementos relevantes del detector de los eventos que pasaron satisfactoriamente los trigger de nivel 1. Si se satisface un bit del trigger nivel 1 entonces una secuencia específica de “herramientas de filtro” examinan el evento. Hay herramientas específicas o algoritmos para electrones, fotones, muones, jets, taus, E_T escalar y \cancel{E}_T . El ancho de banda del sistema de adquisición de datos maneja el factor de rechazo en este trigger. Existen herramientas más sofisticadas para topologías de jets con rangos de η restringidos. Un total de 128 condiciones de filtro están disponibles para intereses físicos específicos. La máxima razón de entrada diseñada al sistema de nivel 2 es de 200 Hz, y la salida de nivel 2 está limitada a 1-2 Hz.

Capítulo 3

Potencial físico de J/ψ

La detección de J/ψ es muy interesante desde el punto de vista físico debido a su gran potencial. Por ser producida a través del decaimiento del mesón B puede utilizarse para identificar la producción del quark b como una alternativa a la identificación leptónica. Su reconstrucción puede ser el primer paso para la reconstrucción explícita de los decaimientos del mesón B. Más aún, dado que J/ψ es un estado muy estrecho y su masa está muy bien medida, es una herramienta ideal para la calibración del detector DØ.

3.1 Descubrimiento de J/ψ

Como ya sabemos, los primeros quarks que se descubrieron y estudiaron fueron u y d (“up y down”), pues éstos forman a los protones y neutrones que junto con los electrones constituyen la mayoría de la materia conocida en el universo. Poco tiempo después fue necesario explicar la producción de ciertas partículas “extrañas”, originadas en los aceleradores, por lo que un tercer quark fue introducido, el quark s (“strange”). Con su comprobación experimental todas las partículas en ese momento encontraron una explicación satisfactoria con el llamado “Modelo de Quarks” [3] de Gell-Mann, pese a que algunos mecanismos no tenían una explicación apropiada.

Hacia 1964, cuando la familia de los leptones sólo contaba con cuatro miembros: e, ν_e , μ , ν_μ , muchos físicos famosos en busca de simetrías y coincidencias postularon un cuarto sabor para los quarks al cual llamaron “charm” (encanto c). Más tarde, en 1970, Glashow–Iliopoulos–Maiani propusieron el “Modelo de Interacción Débil (GIM)” [4] en el cual se decía que si existía

un quark c , sería fácil suponer que la interacción débil en el sistema $u-d$ es análoga a la interacción débil en el sistema $c-s$. En este caso resulta que la interacción de corriente neutra recibe contribuciones tanto de la fuerza débil que actúa en el sistema $u-d$ como de la fuerza débil que actúa en el sistema $c-s$. Ambas contribuciones son iguales en magnitud pero opuestas en signo. Por tanto la interacción de corriente neutra no puede transformar nunca un tipo de quark en otro y por esa razón la desintegración del mesón K en leptones está prohibida. Así, estaba claro que el quark c debería existir si la interacción de corriente neutra existía. Pero este nuevo quark no tenía ninguna referencia experimental ni teórica a excepción del modelo GIM y fue sólo hasta 1974 cuando Gillard, Lee y Rosner desarrollaron la espectroscopía de hadrones [5] incluyendo al quark c y se tuvo una idea del tipo de partículas que deberían existir debido a su presencia. Éste debería ser más pesado que los ya existentes, daría origen a un conjunto nuevo de hadrones cuya masa sería mayor que la de los ya conocidos.

En noviembre del mismo año, en dos laboratorios norteamericanos, el de Stanford y de Brookhaven, se encontró una nueva partícula [7]. En Brookhaven bombardeaban un blanco de berilio con protones cuando observaron que la producción de pares e^+e^- aumentaba considerablemente alrededor de los 3 GeV. Por su parte en Stanford utilizaban un anillo de almacenamiento para medir el cociente R (el número de hadrones al número de muones producidos en una reacción dada) y encontraron grandes anomalías a esas mismas energías. Se había descubierto una nueva partícula $-J$ llamada en Brookhaven y ψ en Stanford— que parecía ser el mesón formado por el quark c y el antiquark \bar{c} predicho 10 años antes por Glashow y Bjorken [6]. Un par de semanas después se hallaron otras resonancias ψ' , ψ'' que correspondían a estados excitados de ψ , lo cual reforzó el descubrimiento de la nueva propiedad de la materia, el encanto.

3.2 Producción de J/ψ

Desde el descubrimiento del mesón J/ψ en 1974 se ha realizado un extenso estudio de la producción hadrónica de esta partícula que va desde el umbral de producción $\sqrt{s} = 6.3$ GeV hasta energías de Tevatrón $\sqrt{s} = 1.8$ TeV.

A bajas energías, el mecanismo de producción más importante es la aniquilación quark-antiquark [8]. A altas energías y momento transversal (p_T) pequeño la producción de J/ψ proveniente de la fusión gluón-gluón se hace más importante [9] y se predice que ocurre parcialmente vía decaimien-

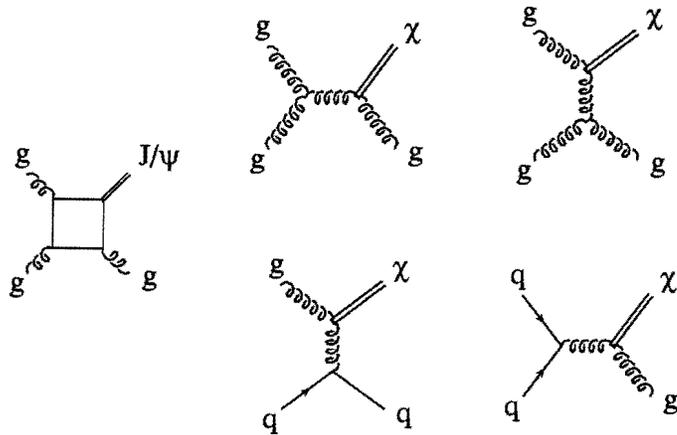


Figura 3.1: Gráficas de Feynman $O(\alpha_s^3)$ para la producción directa de charmonium. Las J/ψ son producidas de estados χ_J (3P_J , $J = 0, 1$ y 2) mediante el decaimiento radiativo $\chi_c \rightarrow J/\psi \gamma$. Los diagramas con permutación de las líneas del gluón son implicados. Los subprocesos $O(\alpha_s^2)$ como $gg \rightarrow \chi_{0,2} \rightarrow J/\psi \gamma$ solamente producen J/ψ con momento transversal (p_T) pequeño y en esta gráfica son omitidos.

tos radiativos de estados χ_c [10].

La producción de J/ψ con momento transversal grande se puede ver como la versión a orden superior de los subprocesos anteriores. De éstos la reacción

$$g + g \rightarrow \chi_c + g$$

seguida de

$$\chi_c \rightarrow J/\psi + \gamma$$

se espera sea el modo más dominante a energías del colisionador $S\bar{p}pS$ ($\sqrt{s} = 630 \text{ GeV}$) [11, 12], con pequeñas contribuciones provenientes de

$$g + g \rightarrow J/\psi + g$$

y otros procesos. A este mecanismo se le conoce como “producción directa” (figura 3.1).

A estas energías otra fuente posible de J/ψ es vía decaimiento del hadrón B a través del canal [13]

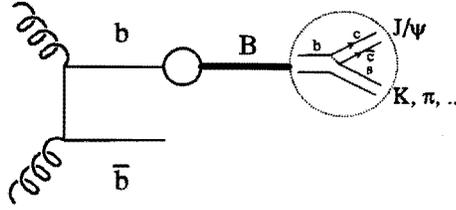


Figura 3.2: Diagrama del quark espectador para el decaimiento inclusivo $B \rightarrow J/\psi X$. Solamente uno de los posibles subprocesos de QCD $gg \rightarrow \bar{q}q \rightarrow b\bar{b}$ es mostrado.

$$\begin{aligned}
 g + g &\rightarrow b + \bar{b} \\
 b &\rightarrow B_{\text{hadrón}} + X \\
 B_{\text{hadrón}} &\rightarrow J/\psi + X.
 \end{aligned}$$

Sin embargo, debido a la gran masa del quark b y del hadrón B , esta fuente se espera que solamente contribuya sustancialmente a p_T grandes. A este proceso se le conoce como “producción indirecta”, debido a que el quark c no es producido en la interacción inicial partón-partón (figura 3.2).

A estas energías la mayoría de J/ψ son producidos aislados de otros hadrones con p_T grande, lo cual se interpreta como evidencia de producción directa de charmonium, probablemente vía estados χ_c . UA1 [14] ha medido aproximadamente un 69 % para estados χ_c y un 31 % para la producción indirecta.

Finalmente, a energías de Tevatrón, J/ψ puede ser producido tanto por el mecanismo de producción directa, a través de la fusión gluónica, como por el mecanismo de producción indirecta en el decaimiento de B . En este rango de energías se ha calculado [12] que la producción directa vía el subproceso $gg \rightarrow \chi_1 g$ (seguido de $\chi_1 \rightarrow J/\psi \gamma$) es una fuente dominante de J/ψ con contribuciones relativas de los subprocesos $\bar{q}q \rightarrow \chi_c g$, mientras los subprocesos $qg \rightarrow \chi q$ y $\bar{q}g \rightarrow \chi q$ son pequeños; sin embargo, la producción indirecta de J/ψ a pesar de que $\sigma(c\bar{c}) \gg \sigma(b\bar{b})$, nos proporciona la mayor fuente de producción de J/ψ particularmente a p_T grande.

Sin embargo a estas energías y valores de p_T las incertidumbres en los cálculos para el mecanismo de producción indirecta son mayores debido a que la masa del quark b es comparable a p_T y los términos que eran despreciables ahora se vuelven significantes. Más aún la mayor dependencia del proceso

de producción de b es la fusión gluónica a x pequeño donde la función de estructura no es bien conocida [15].

Con la suposición de que existen otras contribuciones al proceso de producción, CDF obtuvo [16] (sin normalización) $\approx 69\%$ para el proceso de producción directa y $\approx 31\%$ para la producción indirecta. Sin embargo, ellos creen que el ajuste suprime al proceso de producción indirecta por lo que aplicando un factor de normalización encuentran $\approx 42\%$ para el proceso de producción indirecta poniendo el límite superior del 60% a este proceso a menos que el método de normalización o el modelo sean incorrectos.

3.3 Calibración del detector

La masa de J/ψ está bastante bien medida en experimentos con máquinas e^+e^- ; tal precisión no puede ser superada por la resolución del detector $D\phi$. Sin embargo, su importancia radica en que nos permite derivar un límite superior en el error sistemático de la escala de masa y la respuesta electromagnética del Calorímetro Central. Los valores conocidos para J/ψ [1] son

$$M_{J/\psi} = (3.09693 \pm 0.00009) \text{ GeV}$$

$$\Gamma_{J/\psi} = (0.0855 \pm 0.006) \text{ MeV}$$

Por otro lado la sección transversal para la producción de J/ψ con $p_T(J/\psi) \geq 5 \text{ GeV}/c$ a energías del Tevatrón ($\sqrt{s} = 1.8 \text{ TeV}$) depende fuertemente de $p_T(J/\psi)$ y se espera sea alrededor de 200 nb [12] para cada proceso de los anteriormente descritos. La razón de decaimiento para $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ es 6.3% [1] por lo que $\sigma \cdot B(J/\psi \rightarrow ee)$ es de alrededor de 13 nb para cada proceso.

Si combinamos la resonancia $Z \rightarrow e^+e^-$ y J/ψ podemos estimar la respuesta de la energía electromagnética del calorímetro central del detector para lo cual se supone que la relación existente entre la energía verdadera para los electrones y la energía reconstruida es lineal y está dada en términos de una escala α y un desplazamiento β , de tal forma que la incertidumbre en β es la indeterminación sistemática más grande en la razón de masas M_W/M_Z . Este desplazamiento puede ser medido usando el método conocido como “binned Z ” [17]; sin embargo, J/ψ nos proporciona una medición de β con menor error, por lo que la observación de J/ψ es un dato muy útil para la posterior medición de la masa de W .

3.4 J/ψ como trigger en colisiones $\bar{p}p$

Se cree que el mejor indicio de un quark pesado producido en colisiones hadrónicas a altas energías es la presencia de leptones cargados ($l = e, \mu$) o dileptones provenientes de decaimientos semileptónicos $Q \rightarrow ql\nu$ [18]. Los leptones tienen que poseer un momento transversal ajustable relativo al haz para ser identificados y distinguidos de los hadrones.

Desafortunadamente, los decaimientos leptónicos ocurren predominantemente a momentos transversales relativamente pequeños, donde la identificación de leptones es muy difícil debido a la copiosa producción de hadrones en el colisionador. La principal dificultad es la posibilidad de que un hadrón sea identificado erróneamente como un decaimiento leptónico o como un muón proveniente del decaimiento $\pi \rightarrow \mu\nu$. Más aún tales triggers de quarks pesados son insatisfactorios para quarks no tan pesados como c y b dado que es necesaria la detección de leptones con momento transversal relativamente pequeño. Por lo que las observaciones están limitadas a $l = \mu$, y por tanto la discriminación de b respecto a c u otros backgrounds es difícil, aún el decaimiento de un quark tan pesado como 23 GeV deberá ser difícil de aislar de otros backgrounds.

En contraste, los “sabores ocultos” de J/ψ con subsecuentes decaimientos leptónicos poseen una señal extremadamente distinta. En particular la importancia de la producción de J/ψ a p_T grande ($p_T(J/\psi) > 5 \text{ GeV}/c$) se debe a que :

- la señal experimental deberá estar libre de background
- en la misma región las estimaciones de J/ψ basados en la teoría de perturbaciones de QCD deberán ser confiables

por lo que combinando estos dos hechos J/ψ puede ser utilizada como trigger de quarks pesados [12]. Con suficiente estadística este trigger es superior a su contraparte leptónica. Más aún J/ψ puede ser usado para obtener una muestra limpia de b, ya que los eventos $b\bar{b}$ pueden ser distinguidos fácilmente por el hecho de que J/ψ va estar acompañada de una partícula extraña y un jet \bar{b} en retroceso. Tal muestra a su vez puede utilizarse para mediciones independientes de la sección eficaz de b y para espectroscopía, ésto es identificando B, B^* , Λ_b etc. Y si se profundiza en el estudio de las partículas extrañas contenidas en el sistema X y el jet \bar{b} asociado puede obtenerse in-

formación sobre la mezcla $B^0-\bar{B}^0$ y la estructura QCD de la producción de quarks pesados.

Por otro lado, el proceso de producción directa de J/ψ principalmente debido a gluones sirve para aislar estos procesos, los cuales predominantemente están acompañados de un fotón lento y un gluón en retroceso, ofreciendo una fuente muy valiosa de información sobre la función de estructura del gluón para valores pequeños de x .

3.5 Violación CP

Un problema sin entendimiento en física de partículas elementales es la pequeña asimetría entre las propiedades de la materia y antimateria (partículas y antipartículas), relacionada con violación CP . Cuando se observó por primera vez en un experimento en Brookhaven en 1964, esta asimetría fue una sorpresa total. Desde entonces hemos aprendido que la violación CP es un ingrediente necesario para explicar el dominio de la materia sobre la antimateria en nuestro universo.

El origen de la violación CP sigue siendo un misterio hoy en día. Dentro del marco del Modelo Estándar, la violación CP puede explicarse a través de los efectos de mezcla de quarks. Tales mezclas nos dan predicciones comprobables que pueden ser estudiadas en decaimientos del mesón K o del mesón B.

La autoidentificación de los decaimientos del tipo $b \rightarrow d c \bar{c}$, donde el par charm-anticharm forma un J/ψ , puede mostrar efectos de violación CP [19]. Los modos con un J/ψ son particularmente atractivos desde el punto de vista experimental, ya que uno puede separar J/ψ vía sus decaimientos dileptónicos, lo cual es muy factible para los aceleradores hadrónicos donde se pueden producir un gran número de mesones B. La razón de decaimiento para la transición $b \rightarrow d J/\psi$ es aproximadamente $\text{sen}^2\theta_c \times BR(B \rightarrow J/\psi X) \approx 5 \times 10^{-4}$, y las razones de decaimiento para decaimientos exclusivos, tales como $B^- \rightarrow J/\psi \pi^-$ o $B_s^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$, son un orden de magnitud menor. Por lo que con una muestra de 10^{10} mesones B y una eficiencia en la detección (incluyendo separación de K/π) no menor del 10%, puede medirse una asimetría de los modos exclusivos de alrededor del 1% (a un nivel de 3σ).

Capítulo 4

Selección y procesamiento de datos en línea

4.1 Selección de eventos

4.1.1 Triggers

Para reducir la razón típica de interacción de 10^5 Hz a una razón de grabado y toma de datos manejable se emplean dos niveles de trigger de hardware y un nivel de trigger de software. El nivel 0 (primer nivel de hardware) registra la presencia de una colisión inelástica basado en la coincidencia de un centellador; el trigger nivel 1 (segundo trigger de hardware) identifica los candidatos a electrones y jets basado en la información proveniente del calorímetro; el procesador del calorímetro cubre la region $|\eta| < 4$ en torres de triggers de dimensiones $(d\eta =)0.2 \times (d\phi =)\pi/32$. Los candidatos a electrones en el nivel 1 se encuentran basados en la energía electromagnética que excede un umbral dado en cada torre del trigger. Los 32 triggers de hardware son definidos como una combinación lógica de muchas condiciones de hardware. En operación normal 7 triggers de $D\emptyset$ corresponden a electrones.

El tercer nivel, el trigger de software, llamado trigger de nivel 2, se realiza en uno de los 50 nodos Vaxstation 4000/60 donde se ejecuta el filtro (escrito en lenguaje fortran). Para cada bit del trigger de hardware existe un conjunto de “herramientas”. Las herramientas de software redefinen la decisión del trigger de hardware empleando toda la información disponible del detector. Existen herramientas para jets, muones, electrones, fotones,

energía transversa faltante y energía transversa escalar. Las herramientas para electrones y fotones realizan cortes en la forma longitudinal (definida como la razón de las energías en la cuarta capa EM y en la primera capa hadrónica) y transversal del shower utilizando la segmentación de 0.05×0.05 de la tercera capa EM. Muchos de los filtros para electrones requieren que éstos estén aislados en el calorímetro. Como una restricción extra se puede exigir que cada electrón tenga una traza asociada siendo ésta la única diferencia entre éstos y los fotones, a este nivel.

4.1.2 Algoritmos en línea

La técnica de identificación de electrones en línea se basa en el hecho de que la forma de los “showers” electromagnéticos y hadrónicos pueden utilizarse para diferenciar electrones (fotones) y hadrones. Los electrones depositan casi la totalidad de su energía en la sección EM del calorímetro mientras los hadrones depositan una cantidad significativa de su energía en las capas hadrónicas. El corte en la fracción de energía en el calorímetro EM ($f_{EM} > 90\%$) tiene una eficiencia mayor del 99% para electrones del haz de prueba con 10-150 GeV.

Para mejorar la discriminación respecto a los hadrones, tanto la forma del shower longitudinal como la transversal son tomadas en cuenta; esto se hace empleando la técnica de la matriz H [20] la cual se define como

$$H_{ij} = C_{ij}^{-1}$$

donde el coeficiente de correlación C_{ij} viene dado por

$$C_{ij} = \langle (E_i - \langle E_i \rangle)(E_j - \langle E_j \rangle) \rangle$$

y $\langle E_i \rangle$ es la energía promedio en la celda i del calorímetro. Así para cada evento una χ^2 efectiva se calcula de

$$\chi^2 = \sum_{ij} (E_i - \langle E_i \rangle) H_{ij} (E_j - \langle E_j \rangle)$$

El calorímetro de $D\emptyset$ tiene una segmentación transversal muy fina en la tercera capa EM. Por lo que para la definición de la matriz H, además de considerar la fracción de la energía del shower en las cuatro capas EM, se

incluye la fracción de energía en cada celda del arreglo de 6×6 centrado en la torre más energética de la tercera capa EM, y para incluir la dependencia de la energía y el parámetro de impacto en esta matriz, se agregaron como parámetros el logaritmo de la energía total y la posición del vértice del evento, dándonos una matriz de 41 dimensiones. Usando esta matriz H para eventos del colisionador podemos calcular una χ^2 y realizar un corte para separar los showers EM de los hadrónicos.

4.1.3 Identificación de electrones

La identificación de electrones se realiza en tres pasos. Primero, todos los candidatos a electrones son identificados como clusters, los cuales se forman por el conjunto de celdas vecinas de las capas del calorímetro electromagnético y hadrónico; a continuación se calcula la energía depositada en las capas electromagnéticas para las celdas que forman el cluster y finalmente para los clusters que pasen el corte de la fracción de energía electromagnética se calcula la matriz H (χ^2) y se encuentra la traza asociada a la posición en el calorímetro donde esta posición se define utilizando un método gravitatorio [21].

Las técnicas de identificación de electrones anteriormente descritas se elaboraron para electrones de alta energía aislados, pero para el estudio de física de B (lo que en este trabajo nos interesa) donde los electrones de baja energía están siempre acompañados de hadrones, se encuentra que la eficiencia cae en un 30% [22] después de aplicar los cortes para electrones aislados. Ésto motivó a optimizar los criterios de aislamiento tanto para los triggers de nivel 2 como para los algoritmos en línea, lo cual significa que los parámetros desarrollados para el shower transversal incluidos en la matriz H deberán ser seleccionados con mayor cuidado suponiendo la presencia de los hadrones en las cercanías de los electrones. La solución inmediata ha sido emplear únicamente los parámetros provenientes del shower longitudinal junto con cortes de aislamiento menos restrictivos y con una mayor resolución en la selección de trazas asociadas.

4.1.4 Corridas especiales

En general las corridas Ia y Ib de $D\bar{O}$ se han dedicado a la física de p_T grandes en donde todos los triggers de electrones tienen umbrales de energía muy grandes. Por ejemplo, para el trigger de nivel 1, $E_T > 7$ GeV y en el

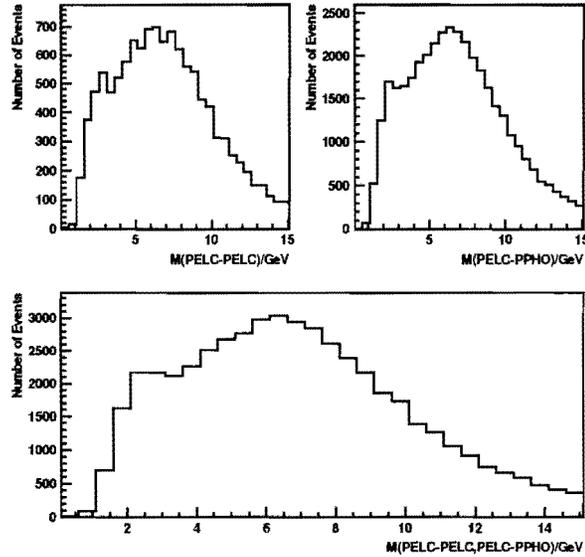


Figura 4.1: Distribución de masa invariante para la muestra hija

trigger de nivel 2, $E_T > 12$ GeV. Sin embargo, a finales de la corrida Ia y principios de la corrida Ib, estos umbrales se redujeron hasta alrededor de 2 GeV para llevar a cabo la selección de los decaimientos $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ y $\Upsilon \rightarrow e^+e^-$ y estudiar así la capacidad del detector para realizar física de B con electrones. Para este propósito fueron empleados dos algoritmos. En el primero el trigger de nivel 1 requería dos torres electromagnéticas por arriba de 2.5 GeV con al menos 1 GeV en la correspondiente torre hadrónica; en el nivel 2 se requirieron dos objetos L2EM (clusters) por arriba de 3 GeV, aplicándose cortes cualitativos en los diferentes filtros, el único filtro sin escalar requirió que ambos objetos electromagnéticos tuvieran un aislamiento¹ menor que 0.4 en un cono de radio 0.4 en el espacio η - ϕ ; la luminosidad integrada para la muestra fue de aproximadamente 100 nb^{-1} . En el otro algoritmo la energía fue preescalada por un factor de 3; la razón de registro para esta muestra a una luminosidad de $2.8 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ se encontró que era de 90 Hz mientras para los J/ψ de 60 Hz. Estos datos fueron almacenados en cintas para su análisis posterior.

¹Aislamiento se define en la sección 4.3

4.2 Muestra hija

Terminado el proceso de selección de datos en línea, se tienen todos los eventos observados por el detector, unos 120 000 eventos para la corrida Ia (1992-1993) y unos 400 000 eventos para la corrida Ib (1993-1994) los cuales se encuentran grabados en cintas en un formato conocido como “Data Summary Tape” (DST). En este formato la información se encuentra almacenada en estructuras de datos conocidas como bancos de datos ESUM que hacen que la lectura de la información sea muy eficiente.

Con los datos en cinta, se puede empezar a realizar análisis, pero la gran cantidad de datos y la complejidad de los mismos hacen difícil que el análisis se realice con lujo de detalle pues el tiempo máquina utilizado sería muy grande, por lo que es indispensable realizar una preselección de los eventos disponibles en cinta poniendo aparte sólo aquellos que cumplan con ciertos requisitos mínimos característicos del fenómeno que se está estudiando.

Con estos requisitos en mente se construyó un programa cuya principal virtud es seleccionar eventos con un consumo mínimo de CPU, consiguiéndose de manera rápida y segura una muestra manejable y rica en posibles candidatos a ser J/ψ .

Este proceso es un paso previo necesario para casi cualquier análisis en el campo de la Física Experimental de Altas Energías. De los >600k eventos disponibles en las corridas especiales para la detección de J/ψ sólo una muestra de tamaño manejable ($\approx 35k$ eventos) se utilizó para el análisis posterior, la cual satisface los siguientes requerimientos básicos

- Ambos objetos son un cluster electromagnético aislado.
- Ambos objetos EM están en la región del CC del detector.
- Al menos uno de los objetos EM tiene una traza asociada en el CDC.

en donde un cluster electromagnético significa que más del 90% de su energía está en las capas EM y más del 60% se encuentra en una sola torre; el cluster EM es un PELC (un candidato a electrón) si tiene una traza asociada de lo contrario se le llama PPHO (candidato a fotón), por lo que la tercera condición implica que al menos uno de los objetos electromagnéticos es un PELC; por último un PELC o un PPHO se definen centrales o que están en la región CC del calorímetro si su torre más energética tiene un índice $|\eta| \leq 12$.

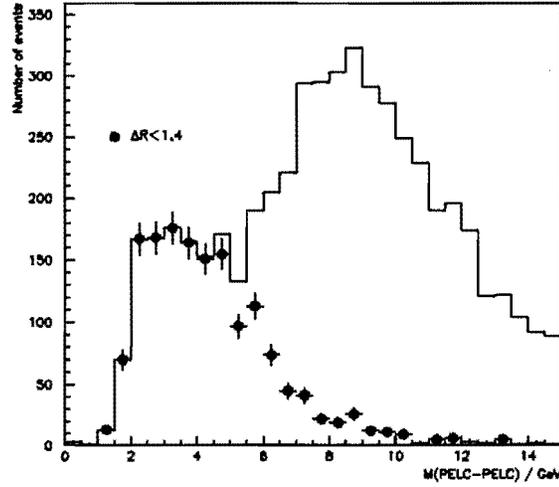


Figura 4.2: Distribución de masa invariante para pares PELC-PELC de las corridas especiales y correlación con ΔR .

Si al menos un par EM satisface los cortes, el evento es retenido para posterior análisis. Para tener una muestra de datos consistente, únicamente se utilizaron datos reconstruidos con RECO v12.09, además se utilizó el software estándar [23] (CORRECTEM) para aplicar las mismas correcciones a los clusters EM que fueron aplicados a las muestras $W \rightarrow e\nu$ y $Z \rightarrow ee$, al igual que todos los datos duplicados fueron borrados.

La figura 4.1 muestra las distribuciones de masa invariante de los pares PELC-PELC y PELC-PPHO obtenidos para la muestra hija.

4.3 Cortes de selección

Corte en ΔR . Para un par de clusters con dirección (η_1, ϕ_1) y (η_2, ϕ_2) la distancia en ellos en el espacio η - ϕ , ΔR , está dada por

$$\Delta R = \sqrt{(\eta_1 - \eta_2)^2 + (\phi_1 - \phi_2)^2}$$

donde la diferencia en ϕ está en módulo π . El ΔR de un par de clusters está correlacionado con la masa del par. En la figura 4.2 se muestran dos componentes del background de la distribución de masa invariante, los cuales pueden ser separados por el corte en ΔR , que esencialmente corresponde a

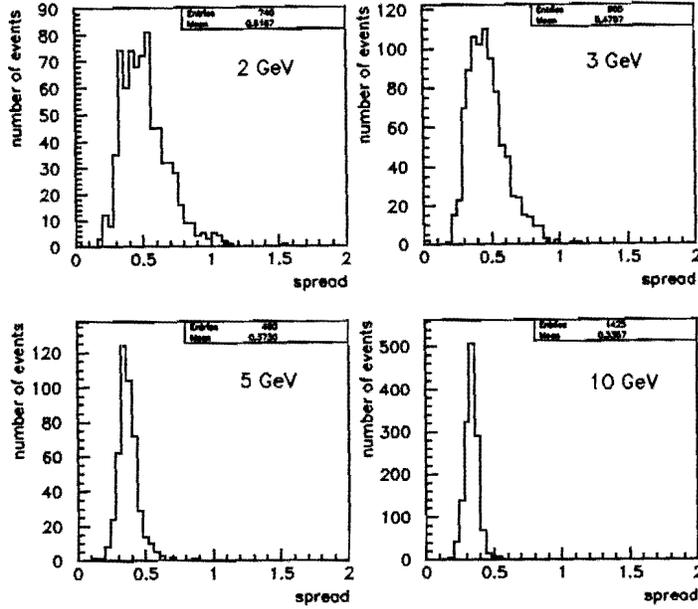


Figura 4.3: Distribución de spread para electrones de Monte Carlo a diferentes energías de entrada

un corte suave en la masa invariante. La componente de masa pequeña corresponde al par de clusters que están correlacionados en dirección, es decir, la componente de masa pequeña importante para el background de J/ψ .

Aislamiento. El corte de aislamiento (o fracción de aislamiento “isolation fraction”) de un cluster EM (PELC o PPHO) se define como la razón

$$\frac{E_{\text{TOT}}(0.4) - E_{\text{EM}}(0.2)}{E_{\text{EM}}(0.2)}$$

donde $E_{\text{TOT}}(R)$ y $E_{\text{EM}}(R)$ son las energías total y electromagnética en un cono de radio R centrado en la dirección del cluster en el espacio η - ϕ . Es útil requerir que los candidatos a electrones posean una baja fracción de aislamiento debido a que los jets hadrónicos típicamente son mucho más anchos que los electrones por lo que el corte de aislamiento mejora la señal respecto al background. El requerimiento de aislamiento también selecciona los electrones bien medidos y rechaza los clusters que tienen un traslape de

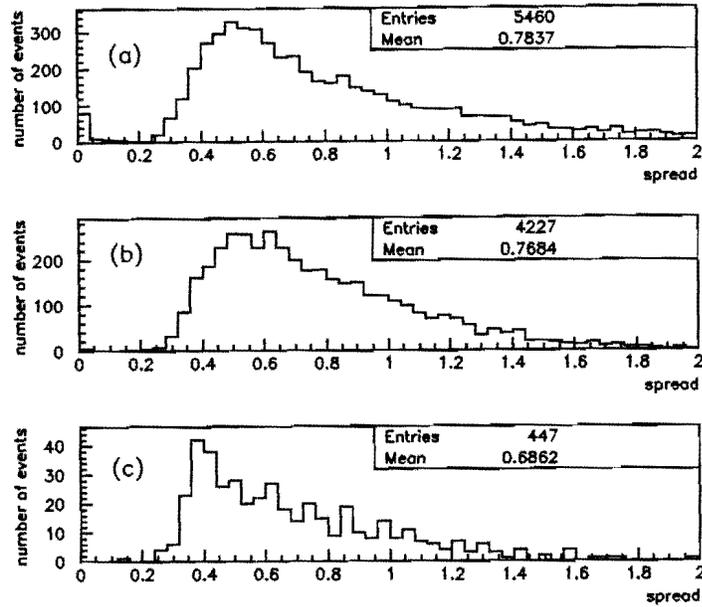


Figura 4.4: Distribución de spread para (a) clusters PELC de las corridas especiales, (b) PPHO y (c) π^0 reconstruidos

energía debido a la presencia de partículas cercanas.

Ionización CDC. Las conversiones $\gamma \rightarrow e^+e^-$, que principalmente ocurren en el TRD, pueden ser rechazadas utilizando la medición de la ionización en el CDC, dado que $\gamma \rightarrow e^+e^-$ típicamente depositará dos veces la carga que depositaría un solo MIP, por lo que un corte en la ionización CDC < 1.5 MIP es útil para rechazar conversiones en la señal de la muestra, mientras el corte > 1.5 MIP define una muestra de background.

Número de Trazas. El requerimiento de que existe solamente una traza asociada a un cluster PELC sirve para remover background proveniente de QCD, de los jets con diversas partículas cargadas. Este corte también rechaza conversiones de baja energía en las cuales las trazas se separan y selecciona los electrones bien medidos dado que remueve candidatos a electrón de otras partículas cargadas que se encuentran en la dirección del cluster PELC, las cuales agregan energía a éste. Además, dado que la masa invariante se calcula a partir de los ángulos que forman las trazas, este corte deberá mejorar la

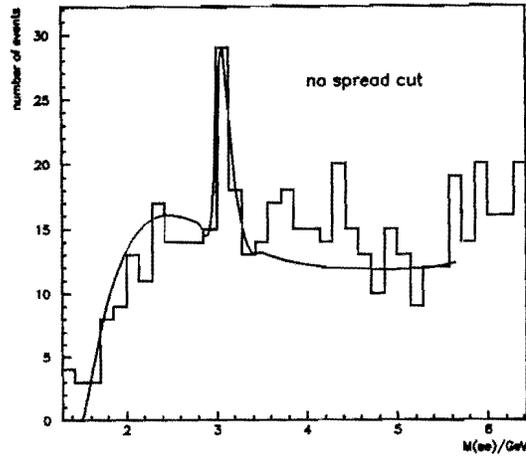


Figura 4.5: Distribución de masa invariante para PELC (datos): sin corte en spread

resolución de la masa.

Dispersión (“Spread”). Para la definición de “spread” solamente nos fijaremos en la capa EM3 del calorímetro en donde un “shower” electromagnético usualmente deposita gran parte de su energía y la segmentación η - ϕ es más fina [24]. Si la distancia ΔR entre el centro del cluster y el centro de cada celda está dada por

$$\Delta R = \sqrt{(\eta_{\text{cel}} - \eta_{\text{cluster}})^2 + (\phi_{\text{cel}} - \phi_{\text{cluster}})^2}$$

y a cada celda se le asigna un peso W_{cel}

$$W_{\text{cel}} = 5.0 + \ln \frac{E_{\text{cel}}}{\sum_{\text{cel}} E_{\text{cel}}}$$

la variable “spread” se define como el promedio pesado de ΔR sobre las celdas de la capa EM3 en el cluster

$$\text{SPREAD} = \frac{\sum_{\text{cel}} |W_{\text{cel}} \Delta R_{\text{cel,cluster}}|}{\sum_{\text{cel}} |W_{\text{cel}}|}$$

La figura 4.3 muestra las distribuciones de “spread” para electrones generados con Monte Carlo a diferentes energías de entrada.

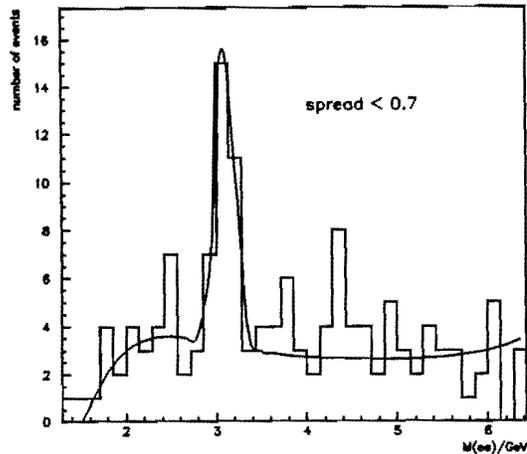


Figura 4.6: Distribución de masa invariante para PELC (datos) con corte en spread en 0.7

En la figura 4.4 se muestran las distribuciones de spread para PELC, PPHO y π^0 reconstruidos [25] donde las energías son arbitrarias. Estas distribuciones muestran un pico muy notable pero también poseen una extensión para valores grandes de “spread” los cuales no son observados en las distribuciones de Monte Carlo. Un corte apropiado sobre esta variable puede mejorar la resolución de la muestra y puede ser útil para separar π^0 de electrones en la reconstrucción de $J/\psi \rightarrow ee$. Las figuras 4.5 y 4.6 muestran la distribución de masa invariante de los PELC con y sin corte en “spread”. Como se observa, este corte nos da un buen factor de rechazo sin reducir sustancialmente el pico. La eficiencia para el pico puede ser calculada contando el número de eventos en el pico con y sin corte, para lo cual se encuentra que es aproximadamente $(90 \pm 10)\%$, que es consistente con el error para la eficiencia obtenida de los datos de Monte Carlo J/ψ .

4.4 Backgrounds

Falsos Electrones

El background dominante en el proceso $J/\psi \rightarrow ee$ está constituido por falsos electrones. La principal fuente de falsos electrones a bajas energías es la conversión de hadrones ligeros en fotones como en los decaimientos $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ y $\eta \rightarrow \gamma\gamma$, en los cuales los dos fotones no son vistos como clusters separados

por el detector además de existir una traza asociada debido a la superposición aleatoria de trazas o a la conversión de uno de los fotones en un par e^+e^- . En general nos vamos a referir a éstos como π^0 .

Otros electrones falsos, menos importantes, incluyen hadrones cargados, que por fluctuaciones estadísticas en el “showering” depositan mucha de su energía en las capas EM del calorímetro; simples fotones, los cuales se convierten en pares e^+e^- y jets de multipartículas.

Background Físico

Además del proceso $J/\psi \rightarrow ee$, existen principalmente dos procesos que se espera produzcan pares de electrones a bajas energías; a saber, producción Drell-Yan y decaimientos de quarks pesados (b y c) en electrones; este último proceso puede dividirse en tres mecanismos: decaimientos secuenciales del quark b, decaimientos paralelos semileptónicos de pares de quarks pesados y decaimientos de pares de quarks pesados producidos por división de gluones. Los pares de electrones provenientes de procesos Drell-Yan y decaimientos paralelos tienden a convertirse en background de los otros procesos, por lo que se considera que estos eventos no contribuyen en la región de masa pequeña debido al corte en E_T para electrones.

Los decaimientos secuenciales y los decaimientos de pares de quarks mediante la división gluónica producen electrones que originalmente provienen de un partón, por lo que el par tiende a tener un pequeño ángulo entre los productos y en consecuencia una masa invariante pequeña; sin embargo, estos electrones tienden a estar aislados y no contribuyen mucho.

Capítulo 5

Detección de J/ψ y respuesta del Calorímetro

Utilizando una muestra de J/ψ reconstruidos podemos estudiar la respuesta del calorímetro EM central y establecer una cota para un posible desplazamiento en la escala de energía de electrones, lo cual reducirá el error en la calibración de la escala de energía en la medición de la masa del bosón W.

5.1 Criterios de selección

Los candidatos a J/ψ han sido seleccionados basados en la reconstrucción de $J/\psi \rightarrow ee$ para lo cual se utilizó una muestra restringida para ajustar la masa de la resonancia. A pesar de que el número de eventos en el pico se reduce cuando los cortes son más restringidos, existe una mejora significativa en la resolución, la corrección de evento subyacente se hace menos importante y la dependencia en el ajuste sobre la forma del background se reduce por lo que la imposición de cortes más restrictivos mejora los resultados. La muestra más restrictiva se obtuvo de la muestra hija empleando los siguientes métodos:

Método A. [26] Este método requiere que los candidatos a eventos J/ψ al menos tengan dos clusters PELC. Si en un evento existieran más de dos PELC, solamente los dos clusters de mayor E_T son utilizados; para esta muestra PELC-PELC se aplicaron los cortes

- $E_T > 3 \text{ GeV}$

- $|\eta| \leq 12$
- aislamiento < 0.4
- exactamente una traza asociada a cada cluster.
- ionización $dE/dx < 1.5$
- spread < 0.7

La distribución de masa invariante con estos cortes muestra claramente un pico cerca de la masa de J/ψ (figura 5.1) con un ancho comparable al esperado de las muestras de Monte Carlo. La significancia estadística del pico es de alrededor de 6σ . A pesar de que los decaimientos $J/\psi \rightarrow ee$ tienen pequeños valores en ΔR , este corte no se aplicó debido a que remueve background de una región de masa sin importancia.

Para estimar la forma del background se utilizaron eventos en los cuales existieran 2 clusters EM sin trazas, los cuales se espera sean predominantemente π^0 ; los cortes aplicados a estas muestras PPHO-PPHO fueron

- $E_T > 3 \text{ GeV}$
- $|\eta| \leq 12$
- aislamiento < 0.4
- ionización $dE/dx < 1.5$
- spread < 0.7

la distribución de masa invariante para estos pares de clusters se ajustó con un polinomio de grado seis (figura 5.2), tomándose éste como la medida de la forma del background. En la figura 5.1 también se muestra el ajuste del pico a una señal gaussiana agregada a la medición del background con una normalización flotante.

El resultado para el ajuste a la masa sin ninguna corrección y error estadístico es

$$M_{J/\psi}^{\text{sin corrección}} = (3.091 \pm 0.029(\text{sta})) \text{ GeV}$$

el ancho del ajuste es $(103 \pm 22) \text{ MeV}$.

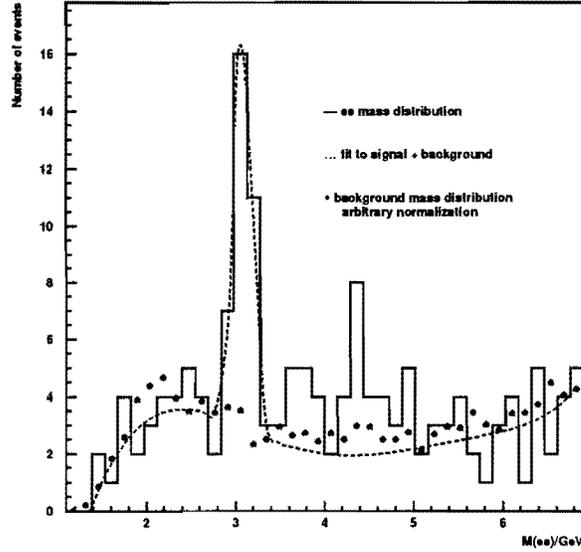


Figura 5.1: Distribución de masa invariante de pares PELC-PELC con cortes de calidad (método A)

Debido a que la única diferencia entre la señal y el background se deriva del requerimiento de una traza asociada a cada cluster, cualquier otra cualidad sistemática de los triggers u otras vías de selección deberán ser comunes a ambas muestras. En este método no se hace referencia a ningún jet reconstruido.

Método D. [27] En este método la selección de candidatos requiere de dos clusters PELC o un cluster PELC y uno PPHO, con la condición de que al menos uno de los electrones se encuentre dentro del cono de un jet. Para estas muestras PELC-PELC y PELC-PPHO se aplicaron los cortes

- $E_T > 2 \text{ GeV}$
- $|\eta| \leq 12$
- aislamiento < 0.2
- $\Delta R(em) < 1.2$
- $\Delta R(em - jet) < 0.7$ con $E_T(jet) > 10 \text{ GeV}$

La distribución de masa invariante para este caso se muestra en la fig. 5.3. El ancho del pico es mayor que para el método anterior y la significancia

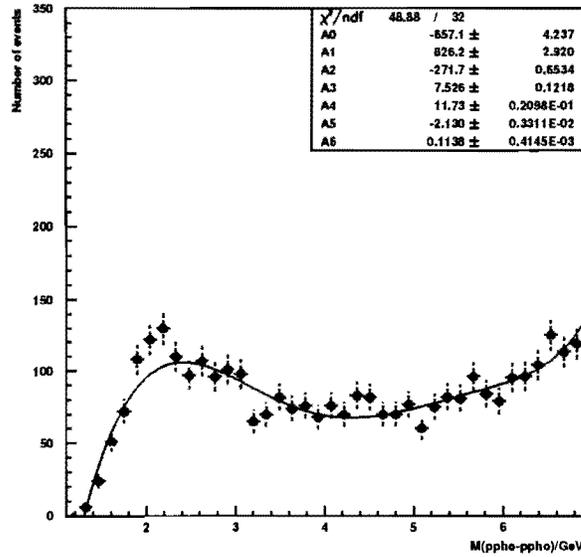


Figura 5.2: Distribución de masa invariante PPHO-PPHO utilizada para definir la forma del background del método A

estadística es de alrededor de 4σ . En este método para modelar la forma del background se utilizó la muestra en la cual los electrones están alejados del jet; dicha muestra satisface los cortes

- $E_T > 2 \text{ GeV}$
- $|\eta| \leq 12$
- aislamiento < 0.2
- $\Delta R(\text{em}) < 1.2$
- $\Delta R(\text{em} - \text{jet}) > 1$

La figura 5.4 muestra la distribución de masa invariante para esta muestra. Con esta estimación de la forma del background se encuentra un pico en las cercanías de la masa de J/ψ ; sin embargo, éste es sólo un artificio debido a la introducción del requerimiento del jet, por lo que no es recomendable ningún método de substracción del background; así que este método no será considerado para análisis posterior.

El resultado obtenido para la masa sin corrección es

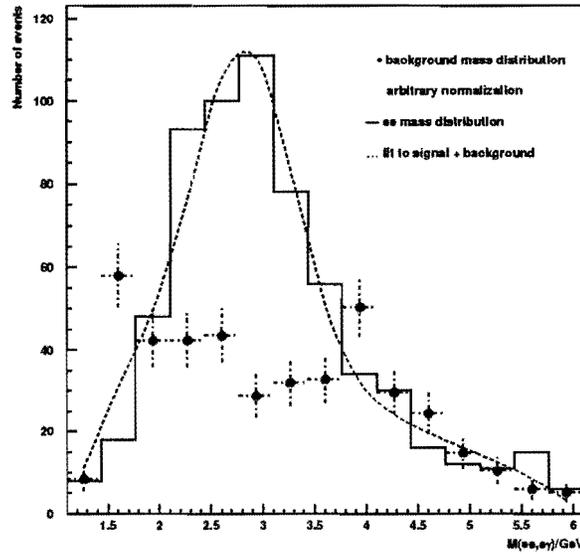


Figura 5.3: Distribución de masa invariante para pares PELC-PELC y PELC-PPHO con cortes de calidad (método D)

$$M_{J/\psi}^{\text{sin corrección}} = (2.84 \pm 0.054(\text{sta})) \text{ GeV}$$

el ancho del ajuste es $(460 \pm 40) \text{ MeV}$.

5.2 Corrección y estimación de errores

La principal corrección a aplicarse es el desplazamiento en la energía del electrón reconstruido del evento subyacente. En cualquier proceso $\bar{p}p$ existen partículas ligeras en el estado final de partones espectadores que pueden superponerse con los clusters de los electrones reconstruidos en el calorímetro. Para eventos J/ψ la situación es complicada debido a la presencia de actividad adicional en las cercanías de los electrones. En el caso de producción ($B \rightarrow J/\psi$), las partículas son producidas cerca de J/ψ debido a la fragmentación del quark b y del decaimiento del mesón B en J/ψ más otras partículas. En el caso de decaimientos de χ_c a J/ψ más fotón, éste último se encuentra muy cercano a J/ψ .

A pesar de que los efectos del evento subyacente proveniente de partones espectadores se pueden estimar usando eventos minimum bias o un modelo de Monte Carlo de los procesos de partones espectadores débiles, los efectos

de la actividad correlacionada pueden ser estudiados más fácilmente usando muestras generadas mediante la técnica de Monte Carlo. Las contribuciones de ambas fuentes son afectadas por los cortes cualitativos y la correlación entre la corrección y los cortes son modelados usando Monte Carlo.

La corrección fue determinada ajustando dos muestras de Monte Carlo. Una fue generada con todos los eventos $\bar{p}p$ usando ISAJET, figura 5.5. La otra muestra consiste de los mismos eventos pero solamente mantenidos los pares e^+e^- de J/ψ , figura 5.6. A ambas muestras se aplicaron los cortes relevantes y la diferencia entre los dos ajustes a las masas se tomó como la corrección a aplicarse a los datos. El error asignado fue el valor de la corrección

$$\delta M_{J/\psi}^{\text{evento subyacente}} = (0.080 \pm 0.080) \text{ GeV.}$$

Esta corrección depende del modelo de Monte Carlo empleado; sin embargo, el ancho del pico nos proporciona una cota la cual es muy similar a la resolución esperada para la muestra, así que una contribución grande puede ser cubierta por el ancho del pico.

Fuente de error	Incertidumbre (MeV)
Estadístico	29
Background y ajuste	8
Uniones del CCEM	10
Evento subyacente	80
Linealidad	170
Total	190

Tabla 5.1: Errores en el ajuste de la masa de J/ψ

No se aplicaron cortes para asegurarse que los electrones estuvieran alejados de las uniones entre los módulos de CCEM, por lo que los efectos se investigaron aplicando cortes a estas distancias de 0.01 y 0.02, observándose que el ajuste en la masa se incrementa por 10 MeV en el corte de 0.01 y por 20 MeV en el corte de 0.020, ambos dentro del error estadístico. Por lo que el ajuste en la masa se corrigió por +10 MeV, asignándosele conservadoramente un error de ± 10 MeV. Los cortes no fueron aplicados directamente a los datos debido a que la distancia entre el candidato a electrón y la unión

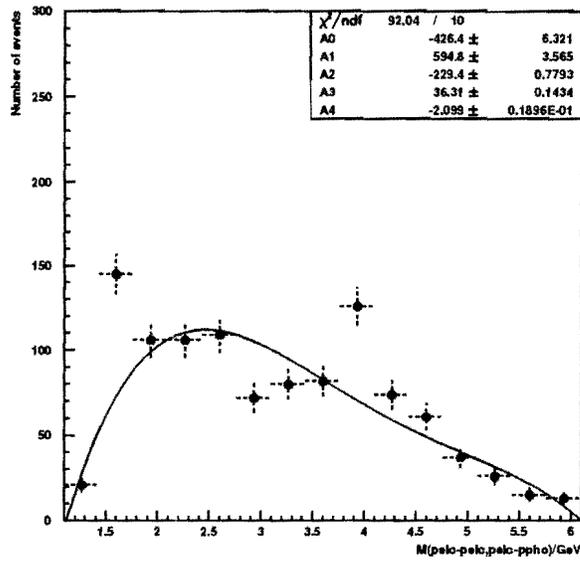


Figura 5.4: Distribución de masa invariante utilizada para definir el background del método D

entre módulos se calcula a partir del centroide del shower en el calorímetro, lo cual no es bien entendido a bajas energías. Así el valor final corregido es

$$M_{J/\psi}^{\text{corregida}} = (3.021 \pm 0.029(\text{sta}) \pm 0.190(\text{sis})) \text{ GeV}$$

donde los errores sistemáticos se muestran en la tabla 5.1. El error más grande proviene de la cota impuesta al error en la linealidad a bajas energías medido del haz de prueba para el cual ajustes lineales de la energía de los electrones muestran pico a pico dispersiones del orden de 300 MeV y que pueden interpretarse como indicativo de no linealidad. La incertidumbre puede estimarse conservadoramente tomando las máximas dispersiones del ajuste como el error en la linealidad sobre las energías medidas [28].

5.3 Comprobación

El ancho del pico está totalmente determinado por la resolución de la medida. Para comparación se empleo Monte Carlo para generar pares de electrones los cuales nos dieron un ancho de alrededor de 140 MeV. El ancho medido de (103 ± 22) MeV es por tanto consistente con lo esperado.

$B \rightarrow \psi \rightarrow ee$ Plate Monte Carlo

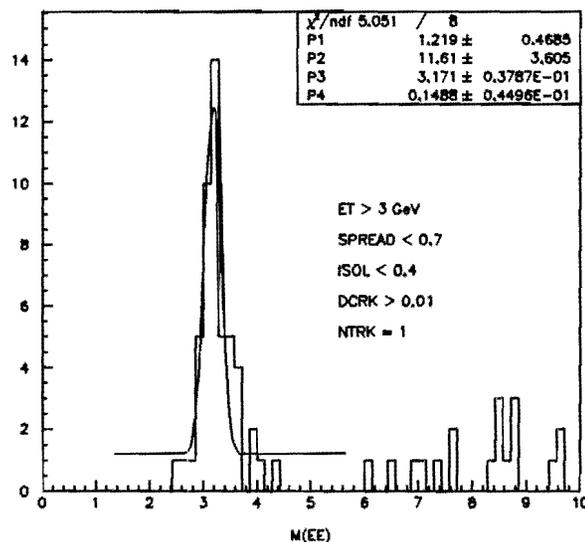


Figura 5.5: Distribución de masa invariante PELC-PELC de Monte Carlo con cortes de calidad

El número de eventos esperados depende de la eficiencia de los cortes de selección. De las muestras de Monte Carlo con simulación de ruido, el número de eventos esperados se estimó entre 5 y 50. Ésto corresponde a una comprobación de un orden de magnitud, dado que existen grandes incertidumbres en las eficiencias y secciones transversales teóricas hasta ahora conocidas

La distribución de masa para el background de las muestras PPHO-PPHO fueron checadas usando las muestras PELC-PPHO al igual que las muestras PELC-PELC donde se requiere que un PELC tenga $dE/dx > 1.5$ MIP. Todos los espectros fueron consistentes. La normalización no fue calculada, sólo se tomaron factores arbitrarios, pero de hacerlo tendríamos que estimar entre 0.012 ± 0.001 como la probabilidad de que un π^0 aislado sea reconstruido como un PELC (determinado a ser 0.3 ± 0.05 de la conversión y probabilidad de superposición aleatoria de trazas) y del rechazo en la ionización CDC, número de trazas y cortes de spread determinados por la muestra de PELC inclusiva. Por tanto, el factor de normalización se estimaría alrededor de 0.0116.

Se realizaron estas comprobaciones incluyendo un aislamiento muy restringido y cortes en E_T sobre los PELC reemplazando el corte de dispersión

$B \rightarrow \psi \rightarrow ee$ leptons only

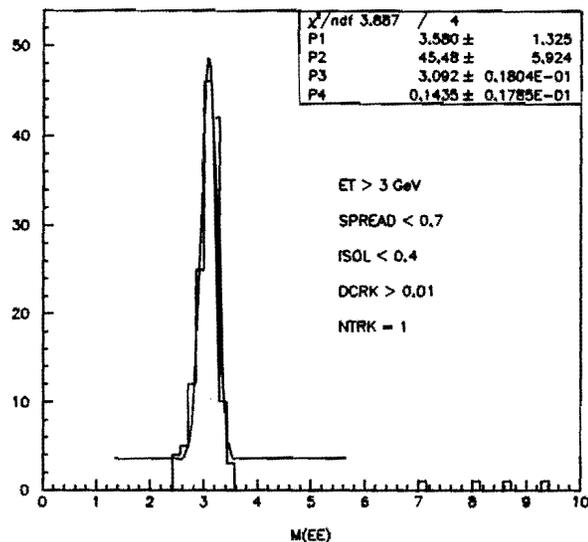


Figura 5.6: Distribución de masa invariante PELC-PELC de Monte Carlo sin evento subyacente

con un corte en la significancia del ajuste de trazas y checando distribuciones de las variables cinemáticas (E_T , p_T^{ee} , η vs ϕ , etc.).

5.4 Extracción de las constantes de calibración

Una medición de la masa del bosón W requiere una calibración precisa de la escala de energía del calorímetro de $D\bar{O}$. Esta calibración en la escala de energía se realiza utilizando dos picos de un espectro de masa dielectrónica observada, $Z \rightarrow ee$ y $J/\psi \rightarrow ee$.

Se parte de la suposición que cualquier no linealidad en la respuesta energética del electrón ya ha sido eliminada usando los datos del haz de prueba e ignorando cualquier error asociado a esta calibración [29]. Así, se supone que la respuesta en la energía del electrón se puede describir por

$$E = \alpha \tilde{E} + \beta \quad (5.1)$$

donde E es la energía real y \tilde{E} es la energía del electrón medida en el

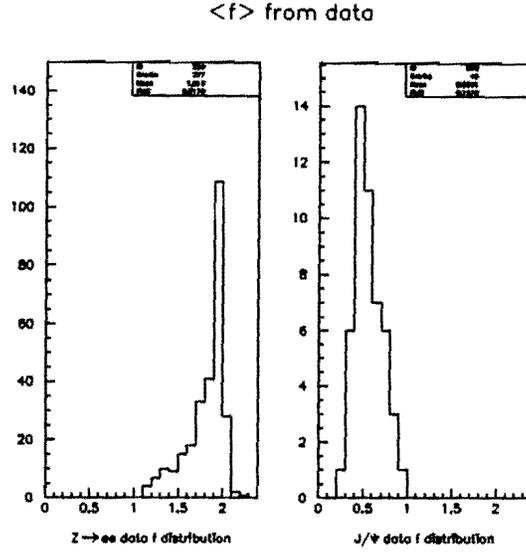


Figura 5.7: Distribuciones obtenidas para f empleando los candidatos $Z \rightarrow ee$ y $J/\psi \rightarrow ee$ (datos del colisionador)

calorímetro. La masa invariante para un par de electrones está dada por

$$m = \sqrt{2E_1 E_2 (1 - \cos\phi)} \quad (5.2)$$

donde ϕ es el ángulo entre los dos candidatos a electrones. Sustituyendo (5.1) en (5.2) y expandiendo alrededor de $\beta = 0$ tenemos

$$m \approx \alpha \tilde{m} + f\beta$$

donde

$$f = \frac{(\tilde{E}_1 \tilde{E}_2)(1 - \cos\phi)}{\tilde{m}}$$

El coeficiente f depende de la cinemática de cada decaimiento en particular y aun cuando promediamos para las muestra completas de Z o J/ψ podemos obtener coeficientes diferentes para las dos muestras.

La escala α y el desplazamiento β quedan determinadas a partir de las resonancias ajustadas Z y J/ψ en sus posiciones de los valores medios de f para cada resonancia, dados por

$$\alpha = \frac{M_Z f_{J/\psi} - M_{J/\psi} f_Z}{\tilde{M}_Z f_{J/\psi} - \tilde{M}_{J/\psi} f_Z} ; \quad \beta = \frac{\tilde{M}_Z M_{J/\psi} - \tilde{M}_{J/\psi} M_Z}{\tilde{M}_Z f_{J/\psi} - \tilde{M}_{J/\psi} f_Z}$$

Las distribuciones de f para las muestras Z y J/ψ empleadas en los ajustes de masas se muestran en la figura 5.7. Los valores medidos son:

$$f_Z = 1.82 \pm 0.15 ; \quad f_{J/\psi} = 0.56 \pm 0.20$$

Fuente de error	Incertidumbre (MeV)
$M_{J/\psi}^{stat}$	62
$M_{J/\psi}^{sys}$	403
M_Z^{ajuste}	14
$f_{J/\psi}$	55
f_Z	2
Total	412

Tabla 5.2: Errores en β

El valor medio de f puede verse afectado por el background, por lo que la f apropiada para cada resonancia puede ser determinada con mayor precisión agregando un desplazamiento β_o a la energía del electrón y reajustando la posición de la resonancia $M(\beta_o)$. A cada f se le asigna conservadoramente un error del 0.1, lo cual refleja la incertidumbre debido al background y al efecto de los cortes cinemáticos. Esta incertidumbre tiene un efecto mínimo sobre la medición de β . Las masas de Z utilizadas fueron $M_Z = 91.19$ GeV y $\tilde{M}_Z = 87.17 \pm 0.18$ GeV [1, 30].

La tabla 5.2 muestra el error en el valor calculado para β de las incertidumbres en $M_{J/\psi}$, M_Z , $f_{J/\psi}$ y f_Z .

Los resultados finales son

$$\alpha = 1.052 \pm 0.009 ; \quad \beta = (-274 \pm 412) \text{ MeV.}$$

5.5 Implicaciones para la medición de la masa de W

El error en β es la fuente dominante de la componente sistemática del error en la escala de la energía para la masa de W. La masa de W se mide como una razón de M_W/M_Z , la cual es entonces escalada a M_Z^{LEP} . Cualquier error en la escala α cancela completamente dicha razón, haciendo que β sea cero. El efecto de $\beta \neq 0$ se resume en las fórmulas:

$$M_W^{\text{D}\phi}(\beta = 0) = \frac{M_W^{\text{ajuste}}}{M_Z^{\text{ajuste}}} M_Z^{\text{LEP}}$$

$$M_W^{\text{D}\phi}(\beta = \beta_0) = \frac{M_W^{\text{ajuste}}}{M_Z^{\text{ajuste}}} M_Z^{\text{LEP}} + f \frac{\beta_0}{\alpha} \frac{M_Z^{\text{ajuste}} - M_W^{\text{ajuste}}}{M_Z^{\text{ajuste}} M_Z^{\text{ajuste}}} M_Z^{\text{LEP}}$$

La primera fórmula es un caso especial de la segunda y corresponde a una escala pura. La segunda fórmula cuantifica los efectos de un error en la suposición de una escala pura. El superíndice “ajuste” se refiere al valor numérico ajustado utilizando la calibración del haz de prueba nominal. El error en el primer término es la suma en cuadraturas de los errores en M_Z^{LEP} , M_W^{ajuste} y M_Z^{ajuste} propagados en las razones; todos los errores estadísticos y sistemáticos no están escalados en cada ajuste. El error en M_Z^{ajuste} es predominantemente estadístico, el cual puede ser considerado como un error en la escala con respecto a una medición de M_W o un error estadístico con respecto a una medición M_W/M_Z . El error en β introduce una componente adicional al error en M_W , que es propiamente sistemático. Este error puede propagarse variando β a través de su error y empleando la fórmula anterior para obtener la dispersión de los valores obtenidos para $M_W^{\text{D}\phi}$. Esta variación agregada al error en M_Z^{ajuste} es lo que llamamos error en la escala.

5.5.1 Cálculo del error en la masa del W

Los electrones del decaimiento de Z no son monocromáticos, sus energías en el calorímetro central varían de 40 GeV a 70 GeV. Para decaimientos de Z con electrones opuestos en dirección es decir $E_1 \approx E_2 \approx 40$ GeV, el factor f es de alrededor de 2 y para decaimientos de Z con pequeños ángulos entre los electrones es decir $E_1 \approx E_2 \approx 70$ GeV el factor f es de alrededor de 1.5. Ahora, debido a que la masa del W es muy cercana a la de Z, la

incertidumbre se calcula con bastante precisión cuando utilizamos la masa de Z para establecer la escala de energía del electrón, esto es

$$M_W^{\text{real}} = \alpha M_W^{\text{ajuste}} + \beta f_Z$$

ésto se entiende fácilmente debido a que la medición de M_W se basa en la razón M_W/M_Z escalada a M_Z^{LEP} donde

$$\left(\frac{M_W}{M_Z}\right)^{\text{real}} \approx \left(\frac{M_W}{M_Z}\right)^{\text{ajuste}} \left\{ 1 + f_Z \frac{\beta M_Z^{\text{ajuste}} - M_W^{\text{ajuste}}}{\alpha M_Z^{\text{ajuste}} M_W^{\text{ajuste}}} \right\}$$

por lo que ahora el error en la medición de M_W viene dada por

$$\delta M_W = \sqrt{\left(\frac{\partial M_W^{\text{real}}}{\partial M_Z^{\text{ajuste}}}\right)^2 (\delta M_Z)^2 + \left(\frac{\partial M_W^{\text{real}}}{\partial M_{J/\psi}^{\text{ajuste}}}\right)^2 (\delta M_{J/\psi})^2}$$

sustituyendo los valores obtenidos para J/ψ , Z y la masa del W ($M_W^{\text{ajuste}} = 79.86$ GeV [31]) obtenemos el error en M_W ($\delta M_W = 190$ MeV), el cual debe ser comparado con los 255 MeV de error obtenidos por el método “binned Z” [17].

Capítulo 6

Conclusiones

El detector DØ actualmente se encuentra en la corrida Ib; las metas principales de ésta y de la corrida Ia han estado enfocadas a la física de momentos transversales grandes: física del top, electrodébil, QCD, búsqueda de nuevas partículas y física de B; así lo ha demostrado el diseño del detector, una excelente calorimetría, una buena resolución de la energía para electrones, fotones y jets y una alta eficiencia en el almacenamiento de eventos de interés; pero además durante estas dos corridas se han estado estudiando las posibilidades de expandir el menú de la física hacia p_T pequeños.

La presente tesis se ocupa precisamente de estudiar la respuesta de la energía electromagnética del detector para lo cual medimos la señal $J/\psi \rightarrow ee$ empleando una muestra de eventos especialmente preparada a finales de la corrida Ia y principios de la corrida Ib, rica en electrones de energías ideales para el estudio de los decaimientos $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ y $\Upsilon \rightarrow e^+e^-$. A pesar de que esta muestra era lo suficiente grande resultó tener muy baja eficiencia. No obstante se logró observar una buena señal con una resolución bastante aceptable y muy similar a la encontrada por los métodos de simulación ($(3.091 \pm 0.029$ (sta) ± 0.190 (sis)) GeV) y con una significancia estadística de 6σ . Por lo que se decidió emplearla a J/ψ junto con la resonancia $Z \rightarrow ee$ (previamente estudiada) para estimar la respuesta de la energía electromagnética del calorímetro central del detector en donde se supone que la relación entre la energía verdadera de los electrones y la energía reconstruida era lineal y estaba dada en términos de una escala α y un desplazamiento β . Este desplazamiento podría deberse, por ejemplo, a la presencia de material inerte en la parte frontal del calorímetro, es decir las paredes del crióstato.

Suponiendo la forma funcional descrita para la energía de los electrones y

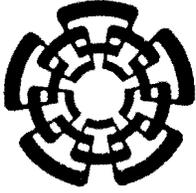
empleando las masas de las resonancias y los respectivos valores de f encontramos la escala y desplazamiento en la energía para el CC, para los cuales se mostró que los errores en la determinación de sus valores estaban dados en términos de los errores en las masas $M_{J/\psi}$ y M_Z así como de los errores en los valores de f_Z y $f_{J/\psi}$. En la tabla 5.2 se muestran los errores calculados para β y se separó el error en $M_{J/\psi}$ en estadístico y sistemático para mostrar que el error no es dominado por la estadística a pesar de tener una muestra pequeña, de tal forma que podemos decir que este error se puede acotar por los errores sistemáticos, que a su vez son pequeños.

Por último analizamos las implicaciones físicas que estos valores representaban para la medición de la masa del W (M_W) y encontramos que el error debido a la escala en la medición de la energía era de alrededor de 190 MeV que resulta ser más pequeño que el obtenido por otros métodos.

Referencias

- [1] Particle Data Group, *Phys. Rev.* **D45**, (1992).
- [2] S. Abachi, *et. al.*, *Nucl. Instr. Meth.* **A338**, 185 (1994).
- [3] M. Gell-Mann, *Phys. Rev.* **125**, 1067 (1962).
- [4] S.L. Glashow, J. Illiopoulos y L. Maini, *Phys. Rev.* **D2**, 1285 (1970).
- [5] M.K. Gaillard, B.W. Lee y J. Rosner, *Rev. Mod. Phys.* **47**, 277 (1975).
- [6] J.D. Bjorken y S.L. Glashow, *Phys. Lett.* **11**, 225 (1964).
- [7] J.J. Aubert, *et. al.*, *Phys. Rev. Lett.* **33**, 1404 (1974).
J.E. Augustin, *et. al.*, *Phys. Rev. Lett.* **33**, 1406 (1974).
- [8] M.J. Corden, *et. al.*, *Phys. Lett.* **B96**, 411 (1980); *Phys. Lett.* **B98**, 220 (1980).
- [9] J. Badier, *et. al.*, *Zeit. Phys.* **C20**, 101 (1983).
- [10] R. Baier y R. Rückl, *Phys. Lett.* **B102**, 364 (1981); *Zeit. Phys.* **C19**, 251 (1983)
- [11] R. Baier y R. Rückl, *Nucl. Phys.* **B208**, 381 (1982).
E.W.N. Glover, F. Halzen y A.D. Martin, *Phys. Lett.* **B185**, 441 (1987).
- [12] F. Halzen, *et. al.*, *Phys. Rev.* **D30**, 700 (1984).
E.W.N. Glover, A.D. Martin y W.J. Stirling, *Zeit. Phys.* **C38**, 473 (1988).
- [13] H. Fritzsch, *Phys. Lett.* **B86**, 164,343 (1979).
- [14] C. Albajar, *et. al.*, *Phys. Lett.* **B200**, 380 (1988); *Phys. Lett.* **B256**, 112 (1991).

- [15] R.K. Ellis, Proceedings of the Seventeenth SLAC Summer Institute of Particle Physics, Stanford Linear Accelerator Center, Stanford Ca., Jul. 1989 (SLAC Report No. 361).
- [16] F. Abe, *et. al.*, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 3403 (1992); *Phys. Rev. Lett.* **69**, 3704 (1992).
- [17] I. Adam y U. Heintz, *Internal DØ Note* **2314**, (1994).
I. Adam, *Internal DØ Note* **2128**, (1994).
- [18] S. Pakvasa, *et. al.*, *Phys. Rev.* **D20**, 2862 (1979)
- [19] I. Dunietz, *Phys. Lett.* **B316**, 561 (1993); report no. Fermilab-PUB-93/307-T (1993).
- [20] R.Engelmann, *et. al.*, *Nucl. Instr. Meth.* **216**, 45 (1983).
S. Abachi, *et. al.*, *Nucl. Instr. Meth.* **A324**, 53 (1993).
- [21] T.C. Awes, *et. al.*, *Nucl. Instr. Meth.* **A311**, 130 (1992).
- [22] S. Abachi, *et. al.*, *Internal DØ Note* **1733**, (1993).
- [23] U. Heintz, *Internal DØ Note* **1758**, (1993).
- [24] C. Bormann, *Internal DØ Note* **2297**, (1994).
- [25] U. Heintz, *Internal DØ Note* **2209**, (1994).
- [26] H. Castilla, A. Sánchez, *et. al.*, *Internal DØ Note* **2298**, (1994).
- [27] N. Denisenko, Comunicación Personal.
- [28] N. Denisenko, *Internal DØ Note* **1852**, (1993).
- [29] U. Heintz, *Internal DØ Note* **1819**, (1993).
- [30] I. Adam, *Internal DØ Note* **2301**, (1994)
- [31] Q. Zhu, *et. al.*, "The Ninth Topical Workshop on Proton-Antiproton Collider Physics", Octubre 18-22 1993.



TESIS DE MAESTRIA

TITULO: "La resonancia J/ψ y sus implicaciones para la masa del W"

NOMBRE DEL ESTUDIANTE: Alberto Sánchez Hernández

COMITE QUE ACEPTA ESTA TESIS:

NOMBRE

FIRMA

Dr. Heriberto Castilla Valdéz

Heriberto Castilla Valdéz

Dr. Juan José Alvarado Gil

Juan José Alvarado Gil

Dr. Oscar Alfredo Sampayo Dalla Valle

Oscar Alfredo Sampayo Dalla Valle

FECHA: Enero 19, 1995.