

Tesis de Posgrado

Medición de la sección eficaz diferencial inclusiva de jets en colisiones pp a raíz cuadrada de $s = 1.8$ TeV con el detector DO

Elvira, Víctor Daniel

1995

Tesis presentada para obtener el grado de Doctor en Ciencias Físicas de la Universidad de Buenos Aires

Este documento forma parte de la colección de tesis doctorales y de maestría de la Biblioteca Central Dr. Luis Federico Leloir, disponible en digital.bl.fcen.uba.ar. Su utilización debe ser acompañada por la cita bibliográfica con reconocimiento de la fuente.

This document is part of the doctoral theses collection of the Central Library Dr. Luis Federico Leloir, available in digital.bl.fcen.uba.ar. It should be used accompanied by the corresponding citation acknowledging the source.

Cita tipo APA:

Elvira, Víctor Daniel. (1995). Medición de la sección eficaz diferencial inclusiva de jets en colisiones pp a raíz cuadrada de $s = 1.8$ TeV con el detector DO. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires.

http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_2720_Elvira.pdf

Cita tipo Chicago:

Elvira, Víctor Daniel. "Medición de la sección eficaz diferencial inclusiva de jets en colisiones pp a raíz cuadrada de $s = 1.8$ TeV con el detector DO". Tesis de Doctor. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 1995.

http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_2720_Elvira.pdf

EXACTAS UBA

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales



UBA

Universidad de Buenos Aires

Universidad de Buenos Aires
Facultad de Ciencias Exáctas y Naturales
Departamento de Física

**Medición de la Sección Eficaz
Diferencial Inclusiva de Jets
en Colisiones $p\bar{p}$ a $\sqrt{s} = 1.8$ TeV
con el Detector DØ**

Víctor Daniel Elvira

Director: H. Eugene Fisk

Codirector: Ricardo N. Piegaia

Tesis presentada para optar al título de
Doctor de la Universidad de Buenos Aires

1995

Tesis
2720
g. 2

Resumen

Se presenta la medición de la sección eficaz diferencial inclusiva de jets en colisiones $p\bar{p}$ a una energía del centro de masa de $\sqrt{s} = 1.8$ TeV. La medición se realiza en función de la energía transversa del jet para seis intervalos de pseudo-rapidez η . El análisis se basa en una muestra de 13.1 ± 1.8 pb⁻¹ tomados por el detector DØ en el Tevatrón del Fermi National Accelerator Laboratory durante 1992 – 1993 (run 1A).

Esta medición es una prueba cuantitativa de la interacción fuerte, descrita por QCD. DØ ha extendido la medición de la sección eficaz diferencial inclusiva de jets a intervalos de pseudo-rapidez previamente inaccesibles. Por primera vez, se midió esta cantidad en el rango $2 < |\eta| < 3$, proveyendo nuevos datos experimentales para verificar las predicciones teóricas de QCD. Las mediciones fueron comparadas con los cálculos de QCD a orden NLO. Los cálculos y el experimento coinciden razonablemente para $E_T < 100$ GeV en las regiones de pseudo-rapidez centrales ($|\eta| < 1$) y frontales ($2 < |\eta| < 3$). El acuerdo es marginal en la región IC ($1 < |\eta| < 2$), donde aún no existen estudios completos de los errores sistemáticos involucrados. Por encima de 100 GeV, las curvas experimentales están por encima de las teóricas. La discrepancia crece linealmente en función de E_T , tendencia observada en todos los intervalos de η . Dada la magnitud del error de la medición, mayor que 30%, no es posible extraer, por el momento, información alguna que favorezca algún conjunto particular de funciones de distribución partónicas (PDF). Es necesario entender mejor las fuentes de error sistemático de manera de achicar la banda de incerteza. Eventualmente, sería posible en el futuro desechar algunos conjuntos de PDF, hacer una mejor verificación de QCD y establecer un nuevo límite inferior en la escala asociada a la estructura del quark.

Agradecimientos

Le agradezco a Ricardo Piegai por darme la oportunidad de ir a trabajar a DØ y por el esfuerzo puesto en la formación de un grupo experimental de física de altas energías en la universidad de Buenos Aires.

Estoy también agradecido con toda la gente que hizo posible la realización de este trabajo. Muchas gracias a todos los miembros de la colaboración DØ incluyendo, físicos, estudiantes graduados, computadores, secretarias, técnicos y miembros del grupo de acelerador. He sido muy feliz durante estos años en Fermilab y he adquirido invaluable experiencia trabajando junto con todos los miembros de DØ. Le agradezco a Peter Grudberg quien respondió cada una de mis preguntas sobre el experimento y su software cuando recién llegue a DØ y comencé a trabajar para el grupo de la cámara de vértices; a Rich Astur, de quien aprendí la mayor parte de lo que sé sobre jets.

También me gustaría agradecer a los profesores, post-docs y estudiantes del grupo de física de QCD, por crear un ámbito de discusión útil y ameno. Estoy especialmente agradecido con Jerry Blazey quien participó activamente del análisis relacionado con la medición de la sección eficaz inclusiva de jets, y con quien compartí largas horas de trabajo y discusión. Sus sugerencias y consejos fueron fundamentales para la culminación de esta tesis.

Una mención especial merece mi director, Gene Fisk, por brindarme su atención y consejo durante estos años. De hecho, él es uno de los pocos físicos en DØ que todavía puede hacer física sin computadoras.

Finalmente, me gustaría agradecer a mi esposa Cecilia por su amor y compañía durante los años que llevamos juntos.

Dedico esta tesis a mis padres
Gladys Ferrari y Hector L. Elvira;
a mi esposa
Cecilia;
y a nuestro hijo
Pablo Daniel.

Indice

1	Introducción	1
1.1	El Contenido de la Materia	1
1.2	El Modelo Estándar	4
1.3	Jets en Colisionadores de Hadrones	7
2	Motivación Teórica	11
2.1	La Estructura del Protón	12
2.2	Cromodinámica Cuántica	16
2.3	Producción de Jets en Colisiones $p\bar{p}$	18
2.3.1	QCD Perturbativa	19
2.3.2	QCD No-Perturbativa	20
2.4	Secciones Eficaces de Jets	21
2.4.1	Cinemática de Jets	21
2.4.2	Procesos Contribuyentes	22
2.4.3	Sección Eficaz Diferencial Inclusiva de Jets	27
2.4.4	Estructura del Quark	29
3	Diseño Experimental	31
3.1	El Tevatrón del Fermilab	31
3.2	El Detector DØ	34
3.2.1	Detectores Centrales	36
3.2.2	Calorímetros	39
3.2.3	El sistema de Muones	46
3.2.4	Sistemas de Trigger y Adquisición de Datos	48
4	Reconstrucción de Datos y Simulaciones	51
4.1	Medición del Vértice de Interacción	52
4.2	Reconstrucción de Jets	53
4.2.1	El algoritmo de Cono Fijo	54
4.3	Determinación del \cancel{E}_T del Evento	59
4.4	Simulaciones Monte Carlo	59

4.4.1	Generadores de Eventos	60
4.4.2	Simulación del Detector	61
4.4.3	El Paquete de Reconstrucción PJET	65
4.5	Eficiencias de Reconstrucción de Jets	66
5	Selección de la Muestra	71
5.1	Introducción	71
5.2	Triggers de Jets	72
5.3	Medición de la Luminosidad	74
5.4	Selección de Jets	77
5.4.1	Variables de Selección de Jets	81
5.4.2	Distribuciones de las Variables de Selección	82
5.4.3	Areas Ruidosas en el espacio $\eta_d - \varphi$	87
5.4.4	Cortes Estándar de Jets	93
5.5	Eliminación de Ruido	99
5.6	Análisis de Eventos como Prueba de Consistencia	104
6	Correcciones a las Variables de Jets	107
6.1	Determinación de la Eficiencia de los Triggers de Jets	107
6.2	Eficiencia de los Cortes	111
6.3	Correcciones a la Energía del Jet	122
6.3.1	Escala de Energía	123
6.3.2	Resolución en Energía	129
6.4	Correcciones en la Posición del Jet	136
6.4.1	Corrimiento Sistemático en η	136
6.4.2	Resolución en η	139
6.5	Corrección de las Secciones Eficaces de Jets por Efectos de Resolución	143
6.5.1	Distribuciones Medidas	143
6.5.2	Procedimiento para Corregir la Sección Eficaz	146
6.5.3	Simulación Monte Carlo	147
6.5.4	Resultados	151
7	Resultados y Conclusiones	155
7.1	Secciones Eficaces Inclusivas de Jets	155
7.1.1	Determinación Experimental de $\langle d^2\sigma/dE_T d\eta \rangle$	155
7.1.2	Incertezas Sistemáticas y Estadísticas	158
7.1.3	Resultados	160
7.1.4	Comparación con Predicciones de QCD	170
7.2	Conclusiones	174

Lista de Figuras

2.1	Scattering inelástico profundo $e - p$.	13
2.2	Ejemplos de densidades de probabilidad de momento de quarks y gluones como función de x .	15
2.3	Vértice quark-quark-gluon.	16
2.4	Vértices de tres y cuatro gluones.	17
2.5	Ilustración del proceso de producción de jets en un colisionador hadrónico.	19
2.6	Ejemplos de sub-procesos $2 \rightarrow 2$ que contribuyen a segundo orden en α_s .	25
2.7	Eventos de dos jets observados en el calorímetro de DØ.	25
2.8	Ejemplos de sub-procesos $2 \rightarrow 3$ que contribuyen con términos de tercer orden en α_s .	26
2.9	Eventos de tres jets observados en el calorímetro de DØ.	26
2.10	Sección eficaz diferencial inclusiva de jets ($ \eta < 0.9$) usando el generador PAPAGENO a LO con distintos valores de Λ_c .	30
3.1	Vista de planta de las instalaciones del Fermilab.	32
3.2	El detector DØ.	35
3.3	Vista $r - z$ de los Detectores Centrales de DØ.	37
3.4	Vista general de los calorímetros de DØ.	40
3.5	Longitud de interacción en función de θ para los calorímetros y el sistema de muones.	41
3.6	Diagrama de una celda unidad de los Calorímetros.	42
3.7	Vista lateral de los módulos de los calorímetros, detectores intercriostáticos y detectores de zona muerta.	44
3.8	Vista en elevación del detector DØ incluyendo las cámaras de muones.	46
3.9	Vista lateral de las torres de trigger del calorímetro.	50
4.1	Distribuciones de energía para electrones monoenergéticos incidentes (datos del haz de prueba).	63
4.2	Distribuciones de energía para hadrones monoenergéticos incidentes (datos del haz de prueba).	64

4.3	Eficiencia de identificación de jets para el algoritmo de cono fijo con $R = 0.7$ (simulación HERWIG).	68
4.4	Corrimientos en los η y φ reconstruidos como función de la pseudo-rapidez del jet (eventos HERWIG).	69
5.1	Luminosidad integrada provista por el acelerador y grabada por DØ durante el run 1A.	76
5.2	Evento de tres jets de mayor E_T observado en DØ durante el run 1A. Los dos jets más energéticos tienen E_T 's del orden de 450 GeV.	79
5.3	Las lluvias de rayos cósmicos penetran en el detector y depositan una gran cantidad de energía en los calorímetros.	79
5.4	El acelerador main ring pasa a través de los módulos CH de los calorímetros de DØ. Toda el área se enciende durante un evento de main ring.	80
5.5	Este gráfico muestra claramente el efecto de un evento de main ring en los calorímetros. Se ve una gran cantidad de energía depositada en la dirección del main ring.	80
5.6	Distribuciones EMF de jets para distintos rangos de E_T y η_d	84
5.7	Distribuciones HCF de jets para distintos rangos de E_T y η_d	85
5.8	Distribuciones CHF de jets para distintos rangos de E_T y η_d	86
5.9	Distribuciones de jets espúreos asociados a runs de ruido.	87
5.10	Distribuciones $\eta - \varphi$ de jets con $E_T \in [25, 35]$ GeV y $E_T \in [35, 50]$ GeV.	89
5.11	Distribuciones $\eta - \varphi$ de jets con $E_T \in [50, 75]$ GeV y $E_T \in [75, 100]$ GeV.	90
5.12	Distribuciones $\eta - \varphi$ de jets con $E_T \in [100, 150]$ GeV y $E_T \in [150, 200]$ GeV.	91
5.13	Distribuciones $\eta - \varphi$ de jets con $E_T \in [200, 250]$ GeV y $E_T > 250$ GeV.	92
5.14	Gráfico $\eta_d - \varphi$ de jets con $E_T \in [200, 250]$ GeV luego de aplicados los cortes estándar. Un grupo de jets espúreos sobrevive los cortes en las regiones 8 y 9.	94
5.15	Eventos multijet típicos en las regiones 8 y 9. Dos celdas ruidosas contiguas en los detectores de zona muerta se superponen con un jet real de baja E_T . A veces, el objeto pasa los tres cortes estándar. Un grupo de celdas EM imita otro jet en la región 9. La columna más alta representa el \cancel{E}_T del evento.	94
5.16	La mayor parte de los objetos espúreos que pueblan la región 4 están formados por una celda FH ruidosa superpuesta a un jet de baja E_T	97

5.17	(a)- E_T del jet líder como función de $1/R_{MTE}$. (b)- distribución $1/R_{MTE}$ en el rango $E_T^{jet} \in [45, 50]$ GeV. (c)- Distribución $\eta_d - \varphi$ para jets en el rango $E_T \in [200, 250]$ luego de aplicado el corte R_{MTE}	98
5.18	(a),(b),(c)-Nivel de ocupación de Jets, x_8 , y desviación significativa, λ_8 , en la región 8. Los gráficos (d),(e),(f) corresponden a la región de control $8C$ con el mismo valor medio x	102
5.19	Cocientes R de secciones eficaces inclusivas de jets en las regiones de pseudo-rapidez CT, IC y FW. La sección eficaz del numerador se calcula con la muestra reducida de runs limpios. Para el denominador, se usa la muestra original. Los cortes de jets se aplican en los dos casos.	103
6.1	Eficiencias de los triggers de jets como función de E_T y η_d en las regiones central, intercriostática y frontal.	110
6.2	Ilustración del método usado para calcular la eficiencia del corte EMF. Los histogramas de líneas discontinuas corresponden a la muestra de la cual se quitaron las regiones ruidosas. En los histogramas de líneas continuas, se agrega el corte R_{MTE} . Las flechas apuntan hacia los umbrales de los cortes y los puntos en los gráficos inferiores indican el límite entre el ajuste gaussiano y la parametrización lineal.	114
6.3	Ilustración del método usado para calcular las eficiencias de los cortes HCF y R_{MTE} . Los histogramas de líneas discontinuas corresponden a la muestra de la cual se quitaron las regiones ruidosas. En los histogramas de líneas continuas, se agrega el corte R_{MTE} . Para ajustar la distribución HCF verdadera se elige una función cuadrática y para la distribución $1/R_{MTE}$ una gaussiana.	116
6.4	Eficiencias combinadas de los cortes estándar, ϵ_{STD} , como función de E_T para las tres regiones del detector. CT: $0 < \eta_d < 1$, IC: $1 < \eta_d < 1.6$ y FW: $1.6 < \eta_d < 3$	121
6.5	Dependencia de la escala de energía del jet con su EMF y η_d . La respuesta mejora para jets con EMF alta o baja y empeora en la región frontal debido al efecto out-of-cone. La banda limitada por líneas discontinuas representa la incerteza en la escala de energía.	127
6.6	Factor de corrección de la escala de energía de un jet de $\eta_d = 0$ y $\eta_d = 2.5$ como función de su E_T . La banda limitada por líneas discontinuas representa la incerteza en la escala de energía.	128
6.7	Parametrización de la resolución fraccional de jets en E_T como función de su energía corregida.	133

6.8	Parametrización de la resolución fraccional de jets en E_T en las regiones CT y IC, como función de la E_T corregida del jet. Los círculos negros se obtienen de la muestra de eventos $jet - jet$ y los círculos blancos corresponden a la muestra de eventos $\gamma - jet$. El ajuste utiliza ambos conjuntos de mediciones.	134
6.9	Parametrización de la resolución fraccional de jets en E_T en las regiones frontales, como función de la E_T corregida del jet. Los círculos negros se obtienen de la muestra de eventos $jet - jet$ y los círculos blancos corresponden a la muestra de eventos $\gamma - jet$. El ajuste utiliza ambos conjuntos de mediciones.	135
6.10	Simulación HERWIG del corrimiento en η en función de la energía (en GeV) y la η_d^{reco} del jet. $\langle \rho(E, \eta_d) \rangle$ se grafica en línea continua. Como prueba de consistencia, se grafica $\langle \eta_d^{parton} - \eta_d^{cor} \rangle$ en línea discontinua después de aplicar la corrección al corrimiento.	141
6.11	Simulación HERWIG de la resolución de jets en η . Las distribuciones $\eta_d^{parton} - \eta_d^{cor}$ se muestran en línea continua y las distribuciones $\eta_d^{parton} - \eta_d^{reco}$ en línea discontinua.	142
6.12	$\sigma_\eta(E, \eta_d)$ en función de la energía del jet partónico, usando la simulación HERWIG.	142
6.13	R_{sme} es el cociente entre la sección eficaz de jets modificada por efectos de resolución en η y E_T y la sección eficaz de jets modificada sólo por efectos de resolución en E_T . El efecto debido a la resolución en η es menor que 2.5% en el intervalo más cercano al haz ($2.5 < \eta < 3$). El gráfico corresponde a una simulación Monte Carlo basada en JETRAD. El efecto es despreciable en los intervalos de menor pseudo-rapidez, ya que la resolución en η es mejor allí . . .	145
6.14	Los histogramas corresponden a distribuciones de jets en E_T de eventos fotón-jet. La E_T de los fotones está limitado a un rango pequeño de manera de simular fotones monoenergéticos. Se elige una gaussiana como función de deformación, ya que describe bien la distribución de jets en E_T	145
6.15	Simulación Monte Carlo usando JETRAD. Arriba: comparación entre el efecto verdadero de deformación R_{res}^{true} y la corrección R_{res}^{uns} a la sección eficaz. Abajo: Cambio en los factores de corrección debidos a fluctuaciones de los datos.	150
6.16	Líneas continuas: hipótesis deformadas, $f(E'_T, A, B, C, D)$, ajustadas a las secciones eficaces de jets medidas en distintas regiones de η . Los círculos corresponden a la medición experimental. . . .	152
6.17	Correcciones, R_{sme} , aplicadas a las secciones eficaces de jets medidas en distintas regiones de η	153

7.1	Sección eficaz diferencial inclusiva de jets medida con el detector $D\emptyset$ en las regiones CT1 y CT2 ($ \eta < 0.5$ y $0.5 < \eta < 1$). Las barras continuas corresponden a los errores estadísticos y las discontinuas a los sistemáticos.	167
7.2	Sección eficaz diferencial inclusiva de jets medida con el detector $D\emptyset$ en las regiones IC1 y IC2 ($1 < \eta < 1.5$ y $1.5 < \eta < 2$). Las barras continuas corresponden a los errores estadísticos y las discontinuas a los sistemáticos.	168
7.3	Sección eficaz diferencial inclusiva de jets medida con el detector $D\emptyset$ en las regiones FW1 y FW2 ($2 < \eta < 2.5$ y $2.5 < \eta < 3$). Las barras continuas corresponden a los errores estadísticos y las discontinuas a los sistemáticos.	169
7.4	Dependencia con la escala de renormalización μ de la predicción EKS a orden LO y NLO de la secciones eficaces inclusivas de jets.	171
7.5	Cocientes entre predicciones EKS a orden NLO de la sección eficaz inclusiva de jets, usando distintos conjuntos de PDF. Todos los conjuntos se comparan con el mejor ajuste, CTEQ2M.	172
7.6	Sección eficaz diferencial inclusiva de jets medida con el detector $D\emptyset$ como función de E_T . La medición se compara con las predicciones QCD(NLO) de EKS, usando funciones de distribución CTEQ2M.	176
7.7	Sección eficaz diferencial inclusiva de jets medida con el detector $D\emptyset$ como función de E_T . La medición se compara con las predicciones QCD(NLO) de EKS, usando funciones de distribución CTEQ2M.	177
7.8	Sección eficaz diferencial inclusiva de jets medida con el detector $D\emptyset$ como función de E_T . La medición se compara con las predicciones QCD(NLO) de EKS, usando funciones de distribución CTEQ2M.	178
7.9	Cocientes entre las secciones eficaces medidas por $D\emptyset$ y las predicciones QCD(NLO) de EKS, usando funciones de distribución CTEQ2M.	179
7.10	Cocientes entre las secciones eficaces medidas por $D\emptyset$ y las predicciones QCD(NLO) de EKS, usando funciones de distribución CTEQ2M.	180
7.11	Cocientes entre las secciones eficaces medidas por $D\emptyset$ y las predicciones QCD(NLO) de EKS, usando funciones de distribución CTEQ2M.	181

Lista de Tablas

1.1	Las tres generaciones de quarks y leptones de acuerdo con el Modelo Estándar.	5
1.2	Bosones de Gauge asociados a la interacciones fundamentales. . .	7
2.1	Lista de todos los sub-procesos $2 \rightarrow 2$ posibles en QCD. q y q' describen quarks de distintos sabores.	23
2.2	Lista de todos los sub-procesos $2 \rightarrow 3$ posibles en QCD. q y q' describen quarks de distintos sabores.	24
5.1	Descripción de los triggers de jets. El vértice- z está dado en cm y los umbrales E_T en GeV. El corte en el vértice- z no siempre se aplica en JET_HIGH.	74
5.2	Luminosidades efectivas de trigger para la muestra usada en la medición de la sección eficaz.	77
5.3	Regiones ruidosas del calorímetro y sus coordenadas en el espacio $\eta_d - \varphi$	88
5.4	El análisis de eventos con jets que pasan los cortes estándar y tienen una energía mayor que ϵ es una buena prueba de consistencia de los estudios sobre rechazo de ruido y eficiencia de los cortes. Se encuentra que sólo un evento bueno fue eliminado por el corte R_{MTE} y dos eventos espúreos pasaron el corte.	104
6.1	Eficiencias porcentuales de los cortes estándar como función de E_T en la región CT ($0 < \eta_d < 1$).	118
6.2	Eficiencias porcentuales de los cortes estándar como función de E_T en la región IC ($1 < \eta_d < 1.6$).	119
6.3	Eficiencias porcentuales de los cortes estándar como función de E_T en la región FW ($1.6 < \eta_d < 3$).	119
6.4	Eficiencia del corte R_{MTE} como función de la E_T del jet líder. . .	120
6.5	Eficiencias combinadas de los cortes estándar en función de E_T para las tres regiones del detector.	120
6.6	Parametrización de la resolución fraccional en E_T de jets como función de su energía corregida.	131

6.7	Parametrización de la resolución fraccional de jets en E_T como función de su E_T corregida. El ajuste usa información de baja E_T obtenida de una muestra de eventos de $\gamma - jet$	132
6.8	Parametrización del corrimiento sistemático en η en distintos intervalos de energía, como función de η_d reconstruida.	138
6.9	Parametrizaciones de la resolución de jets en η en distintos intervalos de η_d , como función de la energía del jet.	140
6.10	Parametrizaciones de la sección eficaz inclusiva de jets (hipótesis) como función de la E_T corregida del jet, para distintas regiones de η_d	151
7.1	Rango cinemático cubierto por DØ en la medición de la sección eficaz inclusiva de jets.	157
7.2	Sección eficaz diferencial inclusiva de jets medida con el detector DØ como función de E_T en la región CT1 ($ \eta < 0.5$). La E_T del jet está en GeV y la sección eficaz en (nb/GeV). El espectro de E_T está dividido en intervalos de 5, 10, 20 y 40 GeV a medida que crece E_T	161
7.3	Sección eficaz diferencial inclusiva de jets medida con el detector DØ como función de E_T en la región CT2 ($0.5 < \eta < 1$). La E_T del jet está en GeV y la sección eficaz en (nb/GeV). El espectro de E_T está dividido en intervalos de 5, 10, 20 y 40 GeV a medida que crece E_T	162
7.4	Sección eficaz diferencial inclusiva de jets medida con el detector DØ como función de E_T en la región IC1 ($1 < \eta < 1.5$). La E_T del jet está en GeV y la sección eficaz en (nb/GeV). El espectro de E_T está dividido en intervalos de 5, 10, 20 y 40 GeV a medida que crece E_T	163
7.5	Sección eficaz diferencial inclusiva de jets medida con el detector DØ como función de E_T en la región IC2 ($1.5 < \eta < 2$). La E_T del jet está en GeV y la sección eficaz en (nb/GeV). El espectro de E_T está dividido en intervalos de 5, 10, 20 y 40 GeV a medida que crece E_T	164
7.6	Sección eficaz diferencial inclusiva de jets medida con el detector DØ como función de E_T en la región FW1 ($2 < \eta < 2.5$). La E_T del jet está en GeV y la sección eficaz en (nb/GeV). El espectro de E_T está dividido en intervalos de 5, 10 y 20 GeV a medida que crece E_T	165

7.7 Sección eficaz diferencial inclusiva de jets medida con el detector $D\emptyset$ como función de E_T en la región FW2 ($2.5 < |\eta| < 3$). La E_T del jet está en GeV y la sección eficaz en (nb/GeV). El espectro de E_T está dividido en intervalos de 5 y 10 GeV a medida que crece E_T 166

Capítulo 1

Introducción

1.1 El Contenido de la Materia

“El mundo está hecho de tierra, agua, fuego y aire. Todas las formas de materia se obtienen comprimiendo o descomprimiendo aire”. Esta es la teoría con la que Anaxímenes de Mileto explicaba la naturaleza de la materia hace 26 siglos. Fue también en la antigua Grecia donde Demócrito sugirió que la materia se componía de partículas muy pequeñas, idénticas e indivisibles que llamó **átomos**.

Estas ideas, esbozadas antes del nacimiento de la ciencia experimental, son usualmente aceptadas como los primeros pasos dados por la humanidad en busca de la respuesta a la difícil pregunta sobre la naturaleza de la materia.

Con el advenimiento de la ciencia moderna, la física de partículas elementales ha hecho avances sorprendentes en la búsqueda de nuevas partículas y en la comprensión de los procesos de interacción entre las mismas. El descubrimiento del electrón por J.J.Thompson en 1897 dió origen a los primeros modelos atómicos. Thompson sugirió que los átomos, los cuales se sabía que eran pesados y eléctricamente neutros, estaban hechos de electrones suspendidos en una pasta pesada y cargada positivamente. Rutherford, por medio de su famoso experimento

de scattering con partículas α , demostró más tarde que la carga positiva estaba concentrada en un núcleo muy pequeño y pesado en el centro del átomo. Lo llamó **protón**, en el caso del hidrógeno. En 1914, Niels Bohr propuso un modelo para el átomo de hidrógeno que consistía en un electrón moviéndose alrededor del protón en una órbita circular. Este modelo predijo correctamente el espectro de emisión del hidrógeno, pero no podía explicar la razón por la cual los átomos pesados eran tan pesados o el hecho de que el electrón no colapsara sobre el protón al perder energía por radiación electromagnética. El problema de la estabilidad de la órbita del electrón motivó el desarrollo de la mecánica cuántica. El misterio del peso de los átomos pesados fue develado por Chadwick quien descubrió el **neutrón** en 1932.

En la misma época, Planck y Einstein introdujeron la idea de la cuantización del campo electromagnético: Planck con su explicación del espectro de cuerpo negro en 1900 y Einstein con su modelo para el efecto fotoeléctrico en 1906. El cuanto de luz, llamado más tarde el **fotón**, sería la partícula mediadora de las interacción electromagnética. La unión de la teoría de la relatividad especial de Einstein y la teoría cuántica, dio lugar a la ecuación de Dirac (1927) que predijo la existencia de antipartículas. En 1931, Anderson descubrió el **positrón**, la antipartícula del electrón.

A principios de los años 30, los físicos tenían respuestas simples y satisfactorias al problema de la naturaleza de la materia. Sin embargo, había algunos problemas que los modelos existentes no podían resolver. Las únicas fuerzas conocidas en la naturaleza eran la gravitatoria y la electromagnética. Esto daba lugar a una pregunta incómoda: ¿qué mantenía unido al núcleo? La respuesta trajo consigo el descubrimiento de una tercera interacción fundamental llamada fuerte.

Yukawa propuso la primera teoría significativa de la interacción fuerte en 1934. Los protones y neutrones eran atraídos el uno por el otro debido a un campo de corto alcance cuyo cuanto asociado se llamó **mesón** (partícula de peso medio). Los experimentos de rayos cósmicos realizados en 1937 y 1945 posibilitaron la identificación de la partícula de Yukawa, llamada **pion**, y de una partícula impostora liviana llamada **muon**. El muon fue incorporado a la familia de los **leptones** (partículas livianas) ya que se comportaba como una versión pesada del electrón.

A mediados de los años 50, Cowan y Reines encontraron el **neutrino**, una partícula muy liviana y poco interactuante predicha por Pauli dos décadas atrás. En el período entre 1947 y 1960, con la construcción de los primeros aceleradores de partículas en Berkeley (EEUU) y Brookhaven (EEUU), se descubrieron una gran cantidad de nuevos mesones y **bariones** (partículas pesadas).

En 1961, Murray Gell-Mann introdujo la “eightfold way”[1], la tabla de partículas elementales análoga a la tabla periódica de Mendeleev. Los Bariones y mesones se ajustaban a extraños patrones geométricos, de acuerdo a su carga y extrañeza, un nuevo número cuántico que se conservaba siempre excepto en las interacciones débiles. Si bien la “eightfold way” fue un gran éxito prediciendo y clasificando partículas, la razón subyacente de este curioso patrón geométrico seguía siendo un misterio. Pero muy pronto, en 1964, Gell-Mann y Zweig[2] sugirieron que todos los **hadrones** (barions y mesones) eran en realidad estructuras compuestas de partículas elementales llamadas quarks. La existencia de tres partículas dentro del protón fue confirmada por experimentos realizados en el SLAC¹ y el CERN² hacia fines de los años 60 y principios de los 70. En 1974, S.Ting (Brookhaven) y B.Richter (SLAC) observaron un meson muy pesado y de larga vida media que

¹Stanford Linear Accelerator Center, EEUU.

²European Nuclear Research Center, Geneva, Switzerland.

llamaron J/ψ [3, 4]. Tres años más tarde en el FNAL (Fermi National Accelerator Laboratory, EEUU), un grupo liderado por Leon Lederman descubrió el mesón Upsilon (Υ)[5], diez veces más pesado que el J/ψ . El modelo de quarks fue el que proveyó la mejor explicación de la existencia de estas dos nuevas partículas.

Durante los años 60, Glashow, Weinberg y Salam presentaron la teoría electrodébil y predijeron la existencia de tres partículas mediadoras de la cuarta fuerza fundamental, la interacción débil[6]. Estas partículas eran los bosones W^\pm y Z . En 1983, el grupo de Carlo Rubbia anunció el descubrimiento de estos tres bosones a partir de la evidencia obtenida en experimentos realizados en el colisionador $p\bar{p}$ del CERN[7, 8].

El siglo 20 ha traído una sucesión de brillantes ideas y maravillosos descubrimientos que llevaron a una mayor comprensión del mundo de las partículas elementales y sus interacciones. Se puede preguntar una vez más: de qué está hecho el mundo?

1.2 El Modelo Estándar

El Modelo Estándar [9, 10, 11, 12] es el mejor intento realizado hasta el momento para responder a la pregunta. Toda la materia está compuesta de **quarks** (q) y **leptones** (l). Los quarks son fermiones de spin $\frac{1}{2}$ con carga eléctrica fraccionaria $+\frac{2}{3}e$ o $-\frac{1}{3}e$. Los bariones, como por ejemplo los protones y neutrones, son estructuras compuestas de tres quarks. Los mesones están hechos de un par quark-antiquark ($q\bar{q}$). Los leptones, como el electrón y el neutrino tienen carga eléctrica entera. Hay seis sabores de quarks: up (u), down (d), strange (s), charm (c), bottom (b), y top (t); y seis tipos de leptones: electrón (e^-), muon (μ^-), tau (τ^-), y sus neutrinos asociados (ν_e, ν_μ, ν_τ). Por ejemplo, el protón y el neutrón

están constituidos por una combinación de quarks como:

$$p = (uud), \quad n = (ddu)$$

y los piones son pares $q\bar{q}$ como:

$$\pi^+ = (u\bar{d}), \quad \pi^- = (d\bar{u}), \quad \pi^0 = \left(\frac{u\bar{u}-d\bar{d}}{\sqrt{2}}\right) .$$

Quarks y leptones se agrupan en tres generaciones o familias de acuerdo con sus propiedades como se muestra en la Tabla 1.1.

Tabla 1.1: Las tres generaciones de quarks y leptones de acuerdo con el Modelo Estándar.

	Nombre (sigla)	Símbolo	Carga (e)	Masa (GeV)
Primera Generación	up (q)	u	$\frac{2}{3}$	4×10^{-3}
	down (q)	d	$-\frac{1}{3}$	7×10^{-3}
	e-neutrino (l)	ν_e	0	$< 1.7 \times 10^{-8}$
	electrón (l)	e	-1	5.1×10^{-4}
Segunda Generación	charm (q)	c	$\frac{2}{3}$	1.5
	strange (q)	s	$-\frac{1}{3}$	0.2
	μ -neutrino (l)	ν_μ	0	$< 2.7 \times 10^{-4}$
	muon (l)	μ	-1	1.06×10^{-1}
Tercera Generación	Top (q)	t	$\frac{2}{3}$	176
	Bottom (q)	b	$-\frac{1}{3}$	5
	τ -neutrino (l)	ν_τ	0	$< 3.5 \times 10^{-2}$
	Tau (l)	τ	-1	1.78

El universo esta gobernado por cuatro clases de fuerzas: electromagnética, débil, fuerte y gravitatoria. La carga eléctrica es la fuente de la interacción electromagnética que genera fuerzas atractivas o repulsivas entre partículas eléctricamente cargadas. Las interacciones débiles involucran procesos con cambio de sabor. Las fuerzas fuertes actúan en un rango de distancia muy pequeño y son responsables de ligar a los quarks para formar hadrones. Cada quark posee color, el análogo fuerte de la carga eléctrica. Color es solo una expresión figurativa cuyo significado

es carga fuerte. Los quarks pueden llevar tres tipos diferentes de carga fuerte: “azul”, “roja” o “verde”. Las fuerzas gravitatorias aparecen entre partículas masivas. Los tiempos típicos asociados a diferentes procesos son 10^{-23} s (fuerte), 10^{-20} s (electromagnético), 10^{-8} s (débil). La interacción gravitatoria es la más débil y es despreciable entre las partículas nucleares y sub-nucleares.

El Modelo Estándar también predice la existencia de las partículas mediadoras o **bosones de gauge**. Las fuerzas se transmiten por medio de campos o partículas, que son conceptos equivalentes en teoría cuántica relativista. La Electrodinámica Cuántica (QED) es una teoría para las interacciones electromagnéticas, la cual es renormalizable e invariante frente al grupo de transformaciones de gauge locales $U(1)$. El bosón de gauge asociado con QED es el fotón, de spin 1 y masa cero. Las fuerzas débiles son transmitidas por bosones masivos de spin 1 denominados W^\pm y Z , de acuerdo con la teoría propuesta por Glashow, Weinberg y Salam para interacciones electrodébiles, la cual es invariante frente al grupo de transformaciones de gauge $SU(2)_L \times U(1)$. Las masas del W^\pm , Z y los fermiones interactuantes se explican mediante el mecanismo de rotura espontánea de la simetría, que da lugar a, al menos, una partícula de Higgs. La gravedad podría ser mediada por bosones de spin 2 llamados gravitones. La Cromodinámica Cuántica (QCD) se basa en el grupo de simetría $SU(3)$ y describe las interacciones fuertes. Los mediadores asociados son ocho bosones de gauge de spin 1 llamados gluones. Las fuerzas fundamentales y los bosones mediadores se presentan en la Tabla 1.2.

El conjunto de partículas elementales predichas por el Modelo Estándar se completa con las anti-partículas asociadas con cada tipo de quark o leptón. Todas las partículas mencionadas, excepto el bosón de Higgs, han sido observadas

Tabla 1.2: Bosones de Gauge asociados a la interacciones fundamentales.

Fuerza	Bosón	Símbolo	carga (e)	spin	Masa (GeV)
Fuerte	gluon	g	0	1	0
Electromagnética	fotón	γ	0	1	$< 3 \times 10^{-36}$
Débil	bosón- W	W^\pm	± 1	1	81
	bosón- Z	Z^0	0	1	91
Gravitatoria	gravitón	G	0	2	0

experimentalmente. La colaboración CDF anunció en abril de 1994 tener evidencia experimental de la existencia del quark top[13]. Al mismo tiempo, la colaboración $D\bar{O}$ estableció un límite inferior en su masa[15]. En marzo de 1995, ambas colaboraciones confirmaron la existencia del quark top en sendas publicaciones enviadas al Physical Review Letters[14, 16].

El Modelo Estándar es una teoría de gauge basada en la simetría $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ construida como una combinación de QCD y la Teoría Electro débil. Es la mejor aproximación de la que se dispone hasta el momento para describir la naturaleza de la materia.

1.3 Jets en Colisionadores de Hadrones

Las interacciones suaves representan la mayor parte de la sección eficaz inelástica total en colisionadores hadrónicos. Las colisiones duras, involucran interacciones entre los partones subyacentes (q , \bar{q} o g), ocurren con menor frecuencia y son descritas por QCD. En QCD a orden LO (leading order), este tipo de eventos da lugar a la producción de dos haces de hadrones muy colimados, cada uno de los cuales tiene un quadri-momento igual al del partón que lo originó. La búsqueda de estos haces de hadrones llamados jets se describe en detalle en la referencia[17].

Los jets de hadrones fueron observados por primera vez en 1972 en el CERN Intersecting Storage Rings (ISR) como resultado de colisiones pp a una energía del centro de masa (CM) entre 30 y 62 GeV [18, 19, 20]. Sin embargo, no estuvo claro durante los años setenta si era correcto asociar estos objetos con jets. De hecho, los experimentos llevados a cabo en el CERN y en el FNAL durante los años 1981 – 1982, usaron calorimetría con cobertura azimutal completa y concluyeron que los estados finales estaban compuestos de muchas partículas de baja energía con una distribución azimutal simétrica[21, 22]. Los resultados mostraban un claro contraste con el caso de la aniquilación de e^-e^+ en hadrones, donde los jets eran fácilmente identificados a energías de CM por encima de 10 GeV.

No fue sino hasta el año 1982 en el que los jets fueron producidos en forma copiosa en el acelerador $p\bar{p}$ del CERN, cuando la energía del CM se incrementó hasta 630 GeV [23]. Las colaboraciones UA1 y UA2 del CERN[24, 25, 26] hicieron los primeros estudios sobre propiedades de jets y verificación de QCD en colisionadores hadrónicos. Desde que el Tevatron comenzó a operar en el FNAL en 1985, la colaboración CDF ha realizado numerosas mediciones relacionadas con jets a una energía del CM de 1.8 TeV. CDF ha medido la sección eficaz inclusiva de jets para energías transversas de hasta 400 GeV, estableciendo una límite inferior de 1.4 GeV a la escala de energía asociada a la estructura del quark[27, 28, 29].

DØ es un detector de colisiones contruido para operar en el Tevatrón del Fermilab. Está especialmente dotado para realizar mediciones de jets gracias a una calorimetría excelente, de alta segmentación, que provee buena contención y hermeticidad. La capacidad de hacer trigger de jets tan cercanos al tubo de haz como 5° , permite que DØ sea el primer detector en obtener mediciones de secciones eficaces de jets para valores pequeños del ángulo polar. Las páginas que

siguen contienen una breve introducción a la teoría relacionada con la medición de la sección eficaz de jets. Posteriormente, se incluye una descripción del Tevatrón y del detector DØ. El trabajo continúa con una discusión sobre el proceso de selección de los datos y medición de jets. Al final, se presentan los resultados y se los compara con predicciones teóricas.

Capitulo 2

Motivación Teórica

La determinación experimental de la sección eficaz de jets es uno de los tests más importantes de QCD. Además de verificar las predicciones existentes, se puede utilizar para poner a prueba la validez de los diferentes conjuntos de funciones de distribución partónicas, así como en la búsqueda de la hipotética subestructura del quark. En el Tevatron del Fermilab, el detector DØ es capaz de realizar una amplia variedad de mediciones relacionadas con jets producidos en colisiones $p\bar{p}$ a una energía de CM de 1.8 GeV.

La medición de la sección eficaz de jets en el Tevatrón, $\sigma(p\bar{p}) \rightarrow jet + X$, ha adquirido un interés especial en años recientes debido a la disponibilidad de un cálculo teórico a orden NLO (next-to-leading). Este capítulo, basado en las referencias[9, 10, 11, 12], comienza con una descripción de la estructura del protón y una breve introducción a QCD. Luego, se trata el tema de la producción de jets resultante de una interacción partón-partón. Se discuten también distintos cálculos teóricos de la Sección Eficaz Inclusiva de Jets.

2.1 La Estructura del Protón

La manera más simple de describir al protón es como una estructura compuesta de dos quarks u y un quark d , los cuales están ligados fuertemente por la fuerza fuerte. Los constituyentes del protón son genéricamente llamados partones. La primera evidencia de la existencia de los partones provino de los experimentos de scattering electrón-protón. En el proceso $ep \rightarrow eX$, ilustrado en la Figura 2.1, el intercambio de un fotón virtual muy energético o de un Z^0 con un blanco partónico, da lugar a una colisión con una transferencia de momento muy grande que resulta en un quark saliente. En el sistema en el que el momento del protón es muy grande comparado con las masas de las partículas interactuantes, la dilatación relativista del tiempo lentifica la interacción de los partones entre sí. Como consecuencia de esto, el quark es esencialmente una partícula libre durante el corto tiempo que dura la interacción. Esta afirmación es la base del modelo de partones y vale sólo cuando el cuadrimomento transferido (q) es muy grande. En este límite, las funciones de estructura del protón, W_1 y W_2 , son independientes de $Q^2 = -q^2$ a un dado valor de ω . Entonces,

$$\begin{aligned} MW_1(\nu, Q^2) &\rightarrow F_1(\omega) \\ \nu W_2(\nu, Q^2) &\rightarrow F_2(\omega), \end{aligned} \tag{2.1}$$

donde M es la masa del protón, p su momento y

$$\omega \equiv \frac{2q \cdot p}{Q^2} = \frac{2M\nu}{Q^2}.$$

Las ecuaciones de arriba se pueden volver a escribir como función de $x = 1/\omega$, la fracción del momento del protón que lleva el partón interactuante. Luego,

$$F_2(x) = \sum_i e_i^2 x f_i(x)$$

$$F_1(x) = \frac{1}{2x} F_2(x), \quad (2.2)$$

donde $f_i(x)$ son las **funciones de distribución partónicas**, definidas como la densidad de probabilidad asociada con el blanco partónico i que llevaba una fracción x del momento del protón; la suma es sobre todos los sabores de quarks. Las funciones de estructura inelásticas $F_{1,2}$ en las ecuaciones 2.2 dependen solamente de x y satisfacen el **escaleo de Bjorken**, o sea la independencia respecto de Q^2 .

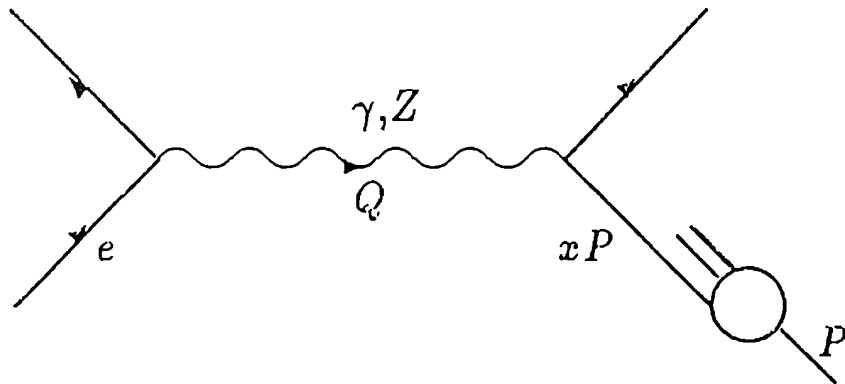


Figura 2.1: Scattering inelástico profundo $e - p$.

Los quarks interactúan fuertemente dentro del protón intercambiando gluones que pueden crear pares $q\bar{q}$. El protón está compuesto de tres quarks de valencia u_v, u_v y d_v . Además, contiene numerosos gluones y pares $q\bar{q}$ conocidos como el mar de quarks. El número neto de cada tipo de quark debe cumplir:

$$\begin{aligned}
\int_0^1 [u(x) - \bar{u}(x)] dx &= 2 \\
\int_0^1 [d(x) - \bar{d}(x)] dx &= 1 \\
\int_0^1 [h(x) - \bar{h}(x)] dx &= 0,
\end{aligned} \tag{2.3}$$

donde $u(x)$ y $d(x)$ son las funciones de distribución partónicas para los quarks u y d , y $h(x)$ es un nombre genérico dado a las funciones asociadas con el mar de quarks c , s , t o b . Las Ecuaciones 2.3 describen la conservación de la carga y el número de quarks dentro del protón. Las distribuciones de quarks se determinan empíricamente a partir de datos de experimentos de scattering inelástico profundo de electrones y de neutrinos (DIS) en el rango $5 < Q^2 < 800$ (GeV/c)². La fracción total del momento del protón llevada por los quarks y anti-quarks, tal como se determinó a partir de comparaciones entre secciones eficaces de scattering inelástico profundo de muones y de neutrinos, satisface:

$$\int_0^1 dx \ x[u(x) + \bar{u}(x) + d(x) + \bar{d}(x) + s(x) + \bar{s}(x)] \approx 0.5.$$

Como las contribuciones de los otros sabores son pequeñas, el 50% restante debe ser llevado por constituyentes neutros, los gluones. Las funciones de distribución de gluones se pueden obtener experimentalmente de procesos tales como $pp \rightarrow \gamma + X$ y $pp \rightarrow \psi X$ o considerando procesos QCD de orden mayor, en los cuales los gluones virtuales contribuyen al DIS. La Figura 2.2 muestra algunos ejemplos de distribuciones de quarks y gluones como función de x para dos valores diferentes de Q [30, 31, 32].

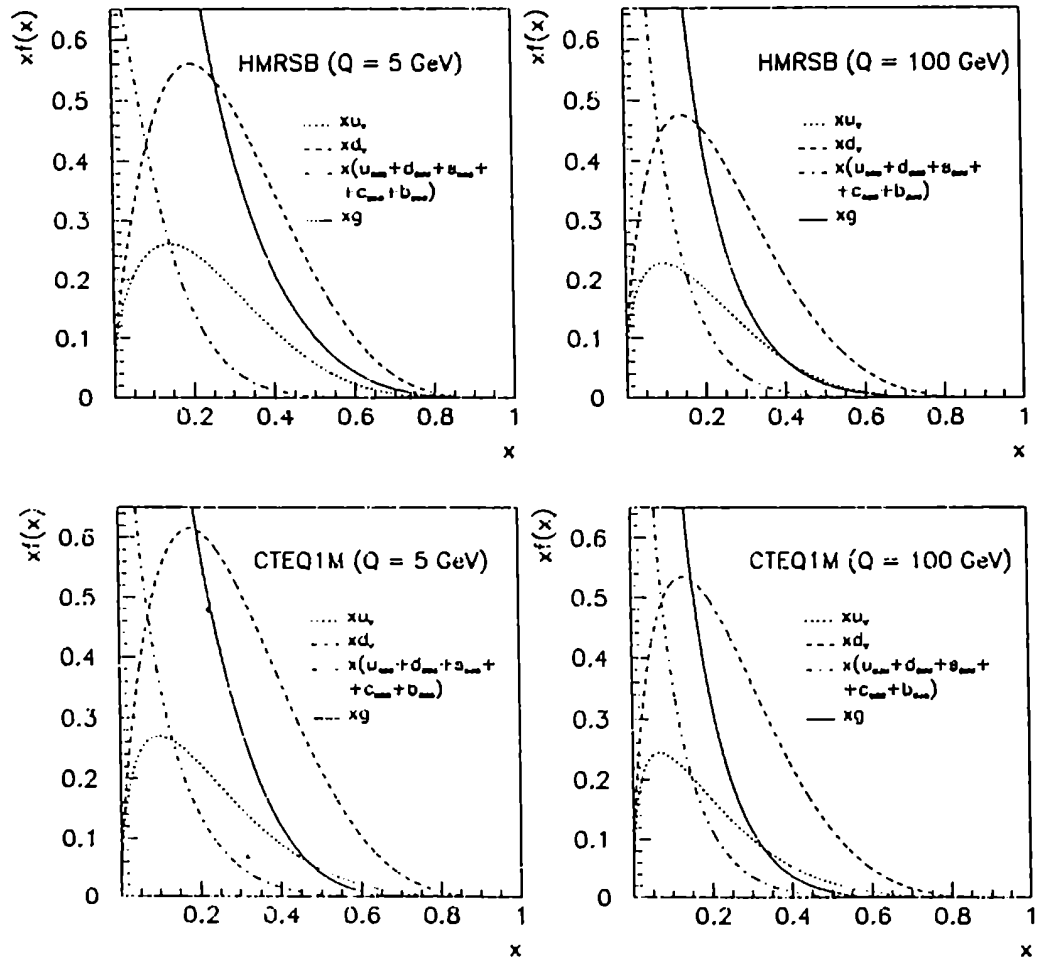


Figura 2.2: Ejemplos de densidades de probabilidad de momento de quarks y gluones como función de x .

2.2 Cromodinámica Cuántica

La Cromodinámica Cuántica (QCD) describe las interacciones entre partículas con carga de color. Los quarks y los gluones llevan carga de color. Por lo tanto, experimentan y transmiten fuerzas fuertes. La intensidad de la interacción cromodinámica esta dada por la constante de acoplamiento fuerte α_s . Cada quark tiene uno de los tres colores posibles: rojo (r), azul (b) o verde (g). Los anti-quarks pueden ser anti-rojos (\bar{r}), anti-azules (\bar{b}) o anti-verdes (\bar{g}). El gluon, boson mediador en QCD, también contiene carga de color, contrariamente a lo que ocurre con su análogo en QED, el fotón, el cual no tiene carga eléctrica. De hecho, el gluon lleva dos colores, un color y un anti-color. El color se conserva en un vértice típico quark-quark-gluon como el de la Figura 2.3.

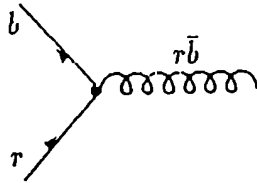


Figura 2.3: Vértice quark-quark-gluon.

En términos de la simetría de color $SU(3)$, hay nueve estados posibles para los gluones. Estos estados forman un “octeto de color”:

$$\begin{array}{ll}
 (r\bar{b} + b\bar{r})/\sqrt{2} & -i(r\bar{g} - g\bar{r})/\sqrt{2} \\
 -i(r\bar{b} - b\bar{r})/\sqrt{2} & (b\bar{g} + g\bar{b})/\sqrt{2} \\
 (r\bar{r} - b\bar{b})/\sqrt{2} & -i(b\bar{g} - g\bar{b})/\sqrt{2} \\
 (r\bar{g} + g\bar{r})/\sqrt{2} & (r\bar{r} + b\bar{b} - 2g\bar{g})/\sqrt{6}
 \end{array}$$

y un “singulete de color”:

$$(r\bar{r} + b\bar{b} + g\bar{g})/\sqrt{3}.$$

El singulete, que representaría a una partícula libre, no existe. Los otros ocho estados pueden acoplar directamente el uno con el otro formando tres o cuatro vértices de gluones como los que ilustra la Figura 2.4.

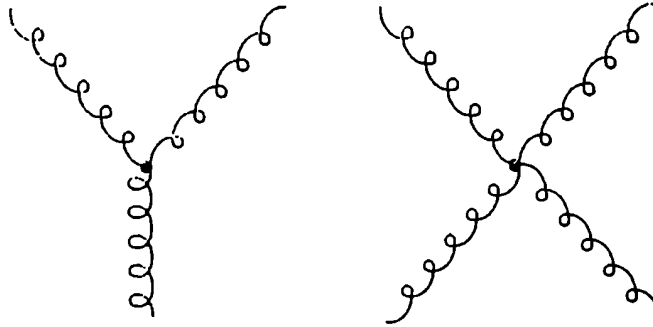


Figura 2.4: Vértices de tres y cuatro gluones.

Como consecuencia de estos acoplamientos, ningún quark o gluon aparece como partícula libre. En otras palabras, la energía potencial necesaria para separar dos quarks aumenta linealmente con la distancia, lo que equivale a un potencial de ionización de color infinito. Este principio se conoce como **confinamiento de color** y establece que los hadrones físicos o reales están siempre representados por singuletes de color (estados sin color).

Debido a la polarización del vacío, la constante de acoplamiento de QED (α) depende de la Q^2 del bosón mediador. Mientras más energía posee el fotón virtual, más intensa es la interacción, debido a que α aumenta a medida que la carga eléctrica aumenta. En interacciones QCD, se observa el comportamiento contrario. La constante de acoplamiento de QCD también es en realidad una **función de acoplamiento** $\alpha_s(Q^2)$. Pero, la intensidad de la interacción fuerte aumenta a grandes distancias. Es más, $\alpha_s(Q^2)$ disminuye al aumentar Q^2 y se hace muy pequeña en el caso de interacciones que involucran distancias muy chicas. Este comportamiento se conoce como **libertad asintótica** y posibilita hacer cálculos

perturbativos de QCD cuando los valores de Q^2 son muy grandes. QCD es renormalizable; es decir que los observables se pueden calcular en función de cantidades medidas, evitando los infinitos asociados a diagramas divergentes. Haciendo un desarrollo a un loop, la expresión para $\alpha_s(Q)$ es:

$$\alpha_s(Q) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f)\log(Q^2/\Lambda^2)}$$

con:

$$\Lambda^2 = \mu^2 \exp \left[\frac{-12\pi}{(33 - 2n_f)\alpha_s(\mu^2)} \right],$$

donde n_f es el número de sabores de quarks y μ es el parámetro de regularización.

En la sección anterior, se presentó una descripción muy simple de la estructura del protón. Dentro del modelo de partones, las funciones de distribución partónicas satisfacen el escaleo de Bjorken. Sin embargo, cuando se incluye la emisión de gluones en la teoría, el escaleo de Bjorken no se cumple. La razón es que la probabilidad de encontrar un quark con un alto valor de x decrece al aumentar Q^2 , debido a que los quarks con momentos grandes pierden momento emitiendo gluones. Las ecuaciones de Altarelli–Parisi [9] describen la evolución de las funciones de distribución de quarks en función de Q^2 . Es un hecho experimental que las funciones de distribución aumentan con Q^2 por debajo de $x \approx 0.2$ y decrecen con Q^2 por encima de dicho umbral.

2.3 Producción de Jets en Colisiones $p\bar{p}$

La producción de jets es un proceso muy común en los colisionadores hadrónicos con energía del CM mayor que 10 GeV. El Tevatrón produce colisiones inelásticas profundas $p\bar{p}$ que develan la naturaleza compuesta del protón/anti-protón. En

otras palabras, la interacción es un scattering elástico partón-partón. Todo este proceso, desde la interacción dura hasta la producción de jets, es descrito por QCD.

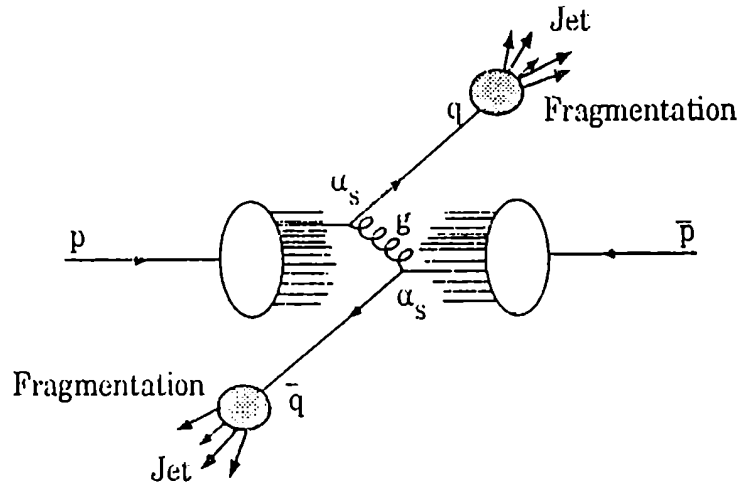


Figura 2.5: Ilustración del proceso de producción de jets en un colisionador hadrónico.

2.3.1 QCD Perturbativa

Se puede suponer que los quarks y los gluones están libres dentro del protón durante la colisión dura. Por lo tanto, α_s es pequeña y QCD se puede tratar como una teoría perturbativa. En los instantes inmediatamente posteriores a la colisión dura, los cuales corresponden a distancias mucho más pequeñas que el tamaño típico de un hadrón, α_s aumenta, los partones salientes emiten gluones, y los gluones producen pares $q\bar{q}$. Este proceso se conoce como **lluvia de partones**.

La parte perturbativa del proceso iniciado en el scattering duro, descrito en el párrafo precedente, se puede calcular analíticamente. En este mismo capítulo, se discutirán luego distintas predicciones teóricas de la sección eficaz inclusiva de jets a orden NLO (Next-to-Leading). Estas están basadas en una definición de

términos de orden $(\alpha_s)^n$ con $n \leq 3$. En el capítulo 4 se describen varios generadores Monte Carlo basados en cálculos a orden LO (Leading). Las contribuciones de órdenes más altos se incluyen parcialmente por medio de la Teoría Perturbativa a orden LL (Leading Log), la cual considera todos los términos LL como $[\alpha_s \ln Q^2]^n$ para todo n .

2.3.2 QCD No-Perturbativa

Por confinamiento de color, se sabe que las partículas libres sólo pueden existir como singuletes de color. Durante la interacción dura, los hadrones colisionantes se parten en sus componentes. Típicamente, hay sólo dos partones que participan de la interacción dura. El partón dispersado y el resto del sistema se mueven en sentidos opuestos pero están todavía unidos por líneas de flujo de color. Estas líneas finalmente se rompen y dan origen a pares $q\bar{q}$, los que, junto con los quarks y gluones que se producen durante la lluvia de partones, se reagrupan en hadrones sin color. El proceso de creación de pares adicionales $q\bar{q}$, por intermedio del campo de color, y el subsiguiente reordenamiento de los quarks y gluones en hadrones, se denomina **fragmentación o hadronización**. La hadronización es un proceso no-perturbativo que le sigue a la lluvia partónica y que desemboca en la producción de haces muy colimados de partículas denominados **jets**. Estos objetos sin color, que se alejan del punto de interacción en la dirección de los partones originales, son la manifestación experimental de la colisión dura.

La parte no-perturbativa de la producción de jets no se puede calcular. Tiene que ser descripta de manera semi-empírica con la guía de principios generales e ideas físicas. En primera aproximación, se puede pensar que cada partón fragmenta independientemente. En este caso, la probabilidad de encontrar un hadrón

h con una fracción z de la energía del partón original i se representa por medio de una función de fragmentación $D_{h/i}(z)$, la cual depende solamente de z . Estas funciones se relacionan con la sección eficaz de producción de hadrones y se pueden obtener experimentalmente. Algunos generadores Monte Carlo usan fragmentación independiente mientras que otros utilizan modelos más sofisticados.

2.4 Secciones Eficaces de Jets

La mayor parte de la sección eficaz de jets en colisiones hadrón-hadrón se debe a procesos suaves que no se pueden calcular a partir de primeros principios. El interés de este trabajo está centrado en el scattering duro partón-partón, que se puede calcular usando teoría de perturbaciones dentro de QCD, y es el proceso dominante a altas energías.

2.4.1 Cinemática de Jets

En colisiones hadrónicas, no es posible conocer las fracciones x_1/x_2 del momento del protón/anti-protón asociadas con los partones iniciales. Cuando estas fracciones no son iguales, el sistema CM se mueve en dirección del haz. Las cantidades físicas comunmente usadas para describir el sistema, como E y \bar{p} no son las más convenientes para describir la colisión dura. Los jets que resultan de la misma se pueden describir de una manera más claramente invariante desde el punto de vista relativista usando las variables p_T (momento transversal), φ (ángulo azimutal), y (rapidez), y m (masa). La rapidez se define como:

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z} = \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \beta \cos \theta}{1 - \beta \cos \theta},$$

donde z es la dirección del haz y $\beta = p/E$ es la fracción de la velocidad de la luz

del jet. La energía transversa del jet se define como su energía en el sistema fijo a tierra.

$$E = E_T \cosh y$$

$$p_T = p \sin \theta .$$

En el caso de jets de masa cero ($\beta = 1$), se define la pseudo-rapidez como $\eta \equiv y|_{m=0}$ o bien:

$$\eta = -\ln \left[\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right] .$$

Dentro de la aproximación de masa cero, $y = \eta$ y $p_T = E_T$.

La ventaja de reemplazar los observables E, \bar{p} por E_T, φ, η, m es que el efecto de un boost en la dirección del eje z cambia solamente η , y sólo por una constante aditiva dependiente de la componente z de β_{boost} del sistema partón-partón. De esta manera, las propiedades que dependen únicamente de diferencias en η , son independientes de las condiciones iniciales. Este tema es tratado en detalle en la referencia[33].

2.4.2 Procesos Contribuyentes

En teoría de perturbaciones, la sección eficaz de jets se expande en serie de potencias de α_s . Cada sub-proceso que contribuye a α_s^n , tiene un número de diagramas de Feynman asociados.

Los diagramas de menor orden contribuyen con términos de segundo orden en α_s , y describen sub-procesos $2 \rightarrow 2$ que dan origen a eventos de dos jets o dijets. La Tabla 2.1 resume todos los sub-procesos $2 \rightarrow 2$ posibles en QCD y la Figura 2.6 muestra algunos ejemplos de los diagramas asociados. La Figura 2.7

es una representación de un evento real de dos jets observado con el detector DØ. La sección eficaz total de producción de dijets en colisiones $p\bar{p}$ está dada por la siguiente fórmula:

$$\sigma(p\bar{p} \rightarrow 2jets) = \sum_{abcd} \int \int dx_p dx_{\bar{p}} f_{a/p}(x_p) f_{b/\bar{p}}(x_{\bar{p}}) \sigma(ab \rightarrow cd),$$

donde a, b son los partones del estado inicial, c, d son los del estado final, y $\sigma(ab \rightarrow cd)$ es la sección eficaz del sub-proceso $ab \rightarrow cd$.

Tabla 2.1: Lista de todos los sub-procesos $2 \rightarrow 2$ posibles en QCD. q y q' describen quarks de distintos sabores.

Sub-proceso	$ M(90)^\circ ^2/16\pi^2\alpha_s^2$
$qq' \rightarrow qq'$	2.2
$q\bar{q}' \rightarrow q\bar{q}'$	2.2
$qq \rightarrow qq$	3.3
$q\bar{q} \rightarrow q'\bar{q}'$	0.2
$q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}$	2.6
$q\bar{q} \rightarrow gg$	1.0
$gg \rightarrow q\bar{q}$	0.1
$qg \rightarrow qg$	6.1
$gg \rightarrow gg$	30.4

La Tabla 2.2 incluye todos los sub-procesos $2 \rightarrow 3$ posibles. El tercer jet es emitido por las líneas de partones entrantes (radiación del estado inicial), o por las líneas salientes (radiación del estado final). La Figura 2.8 muestra algunos de los diagramas de Feynman que ilustran sub-procesos $2 \rightarrow 3$. La Figura 2.9 es el gráfico de un evento de tres jets observado con el detector DØ.

La sección eficaz para este tipo de eventos es:

$$\sigma(p\bar{p} \rightarrow 3jets) = \sum_{abcde} \int \int dx_p dx_{\bar{p}} f_{a/p}(x_p) f_{b/\bar{p}}(x_{\bar{p}}) \sigma(ab \rightarrow cde).$$

Tabla 2.2: Lista de todos los sub-procesos $2 \rightarrow 3$ posibles en QCD. q y q' describen quarks de distintos sabores.

Sub-procesos	Sub-procesos
$qq' \rightarrow qq'g$	$q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}g$
$qg \rightarrow qq'\bar{q}'$	$q\bar{q} \rightarrow ggg$
$q\bar{q}' \rightarrow q\bar{q}'g$	$qg \rightarrow qgg$
$q\bar{q} \rightarrow \bar{q}'q'g$	$gg \rightarrow q\bar{q}g$
$qq \rightarrow qqg$	$gg \rightarrow ggg$
$qg \rightarrow qq\bar{q}$	

Las correcciones de orden más alto son configuraciones más elaboradas que corresponden a gluones muy colimados o a pares $q\bar{q}$ emitidos por los partones entrantes o salientes. La sección eficaz total de jets está dada por:

$$\sigma(p\bar{p} \rightarrow jet + X) = \sum_{abc} \int \int dx_p dx_{\bar{p}} f_{a/p}(x_p) f_{b/\bar{p}}(x_{\bar{p}}) \sigma(ab \rightarrow c + X),$$

donde X describe cualquier tipo o número de objetos, incluyendo jets, que puedan ser producidos junto con el partón saliente c . El cálculo a orden NLO también incluye los términos asociados a α_s^3 . En la actualidad, no se dispone de cálculos teóricos a un orden mayor.

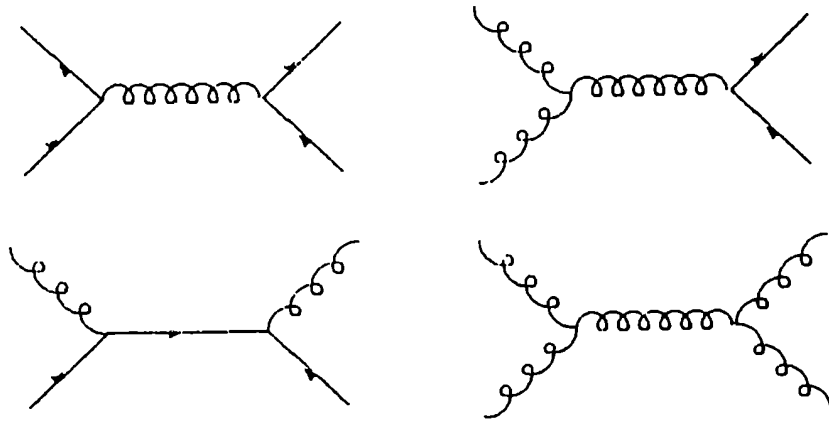


Figura 2.6: Ejemplos de sub-procesos $2 \rightarrow 2$ que contribuyen a segundo orden en α_s .

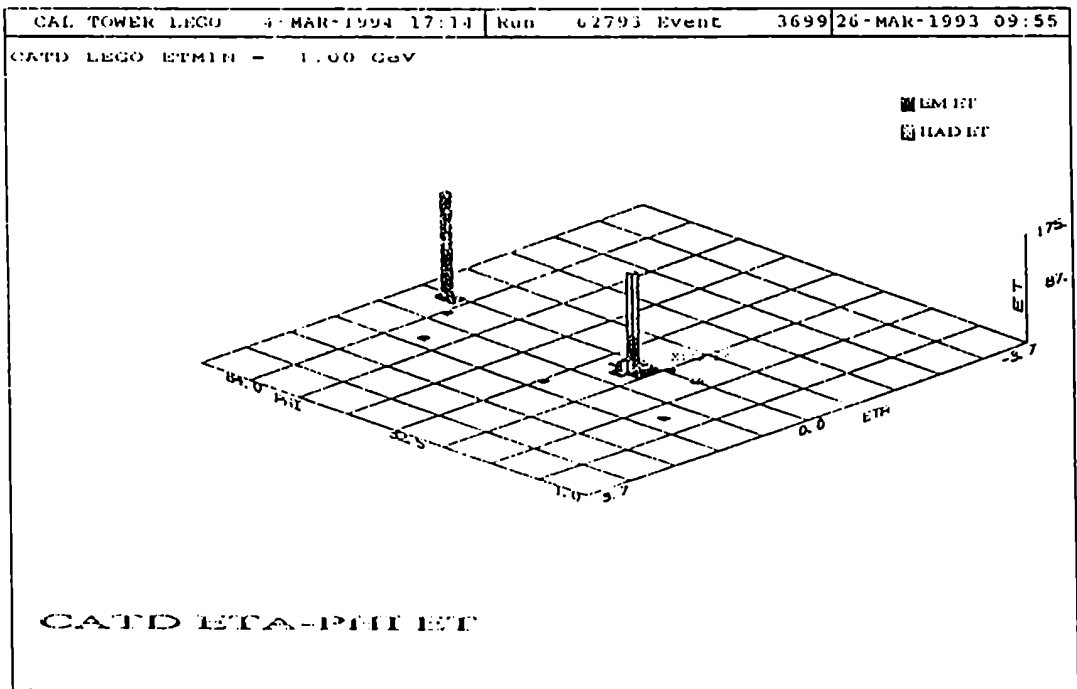


Figura 2.7: Eventos de dos jets observados en el calorímetro de DØ.

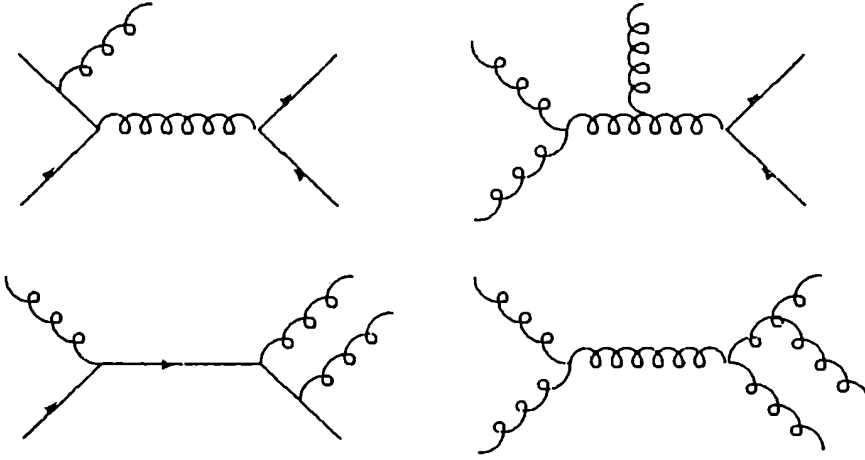


Figura 2.8: Ejemplos de sub-procesos $2 \rightarrow 3$ que contribuyen con términos de tercer orden en α_s .

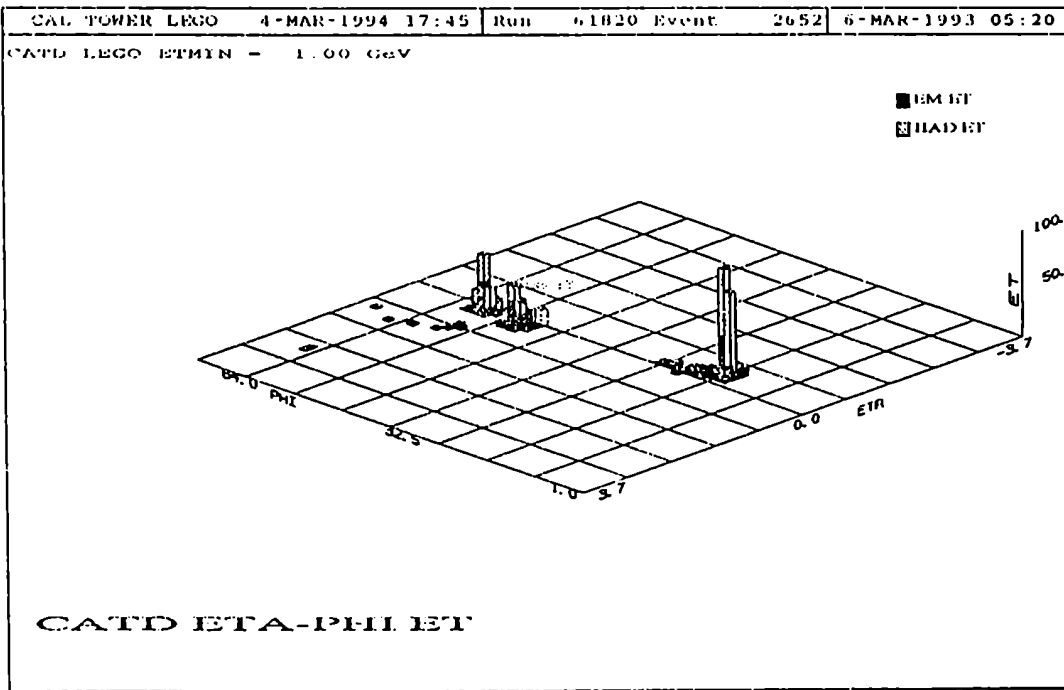


Figura 2.9: Eventos de tres jets observados en el calorímetro de DØ.

2.4.3 Sección Eficaz Diferencial Inclusiva de Jets

Uno de los problemas asociados a la medición de la sección eficaz total de jets se relaciona con el ángulo sólido limitado que subtienden los detectores. Aunque la cobertura angular de $D\emptyset$ es muy buena, hay muchos jets producidos muy cerca del tubo de haz que no se pueden medir bien. Además, la sección eficaz total decrece muy rápidamente con E_T . Esto indica que una fracción importante de la sección eficaz proviene de jets de bajo E_T , siendo este rango de energías muy difícil de medir debido a ineficiencias de los triggers, a problemas en el proceso de reconstrucción, y a la contaminación por parte de colisiones suaves.

Una manera de evitar la mayor parte de los problemas mencionados consiste en medir la sección eficaz diferencial inclusiva como función de la energía transversa y la pseudo-rapidez de los jets. Esta cantidad es relativamente sencilla de medir, y las predicciones teóricas asociadas se encuentran disponibles en la actualidad. En $D\emptyset$, la sección eficaz diferencial inclusiva de jets se define como:

$$\frac{d^2\sigma}{dE_T d\eta} (p\bar{p} \rightarrow jet + X) .$$

Ambas curvas, la teórica y la experimental, se grafican en términos de E_T y η .

Predicción EKS a NLO. Ellis, Kunszt y Soper (EKS)[53] predicen la sección eficaz inclusiva de jets a NLO, incluyendo tanto quarks como gluones. Para ello, utilizan la matriz completa calculada a tercer orden por Ellis y Sexton[34]. La definición de jet es un tema controvertido y fundamental en el caso de un cálculo perturbativo en el que se producen más de dos partones en el estado final. Es conveniente dejar esta discusión para el capítulo 4 ya que el tema está muy ligado a las características del detector y a los algoritmos de reconstrucción. Por ahora, es suficiente decir que el cálculo de EKS se realiza a nivel partónico, incluyendo

todos los términos de tercer orden en α_s . En otras palabras, se consideran, a lo sumo, tres partones en el estado final. Cada partón constituye por si mismo un jet partónico, o bien se agrupa con otros en un único jet partónico. Esto último ocurre en el caso de que las distancias entre los partones en el espacio $\eta - \varphi$ cumplan una relación previamente definida. Las variables cinemáticas de los jets partónicos se definen en función de los valores de los partones constituyentes.

La dependencia del cálculo de EKS con el valor de la escala de renormalización μ^2 es menor que el 10%. La incerteza en la sección eficaz, debida a la elección de las funciones de distribución partónicas, es del orden del 20%.

JETRAD. Giele, Glover y Kosower[35, 36] crearon JETRAD, un programa para realizar cálculos en física de jets a NLO. Como EKS, JETRAD considera todos los términos de tercer orden en α_s . El cálculo de la sección eficaz de jets se hace a nivel partónico, incluyendo emisión de partones por el estado inicial. Las integrales se calculan numéricamente, por medio de una técnica Monte Carlo. Contrariamente a EKS, JETRAD no necesita definir un cono alrededor de los partones. Este cono se introduce en EKS para resolver el problema de las singularidades debidas tanto a la emisión de partones colineales con el partón original, como a aquellos emitidos con muy baja energía. Como alternativa, JETRAD se basa en la masa invariante mínima s_{min} . Esta cantidad es un invariante de Lorentz que se toma como un parámetro teórico de resolución[37]. Si la masa invariante de un par de partones es menor que la masa mínima invariante, éstos forman un único partón; si $s_{ij} > s_{min}$, se resuelven ambos partones. El método permite realizar la integración sobre la parte divergente del espacio de fases sin calcular explícitamente el elemento de matriz del scattering duro. Esto brinda la posibilidad de elegir cualquier algoritmo para construir los jets partónicos a partir

de los partones del estado final.

2.4.4 Estructura del Quark

Más de sesenta años después de la realización de los primeros experimentos sobre la estructura del átomo, se observaron fenómenos similares en los colisionadores hadrónicos. Estos nuevos experimentos son análogos exactos del scattering de Rutherford. De hecho, los quarks que interactúan en el scattering duro satisfacen:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \approx \frac{\alpha_s^2}{4E^2} \frac{1}{\sin^4(\theta/2)}.$$

La proliferación de quarks y leptones ha llevado a la especulación de que éstos son estructuras compuestas, estados ligados de constituyentes elementales comúnmente llamados preones. De la misma manera en la que Rutherford confirmó la presencia del núcleo dentro del átomo, y los experimentos modernos establecieron que los hadrones estaban hechos de quarks y gluones, la medición de secciones eficaces de jets de alto E_T ofrece una forma de investigar la estructura del quark. Si quarks y leptones fueran realmente estructuras compuestas de preones, se modificarían las amplitudes de scattering partón-partón predichas por QCD. En el caso simple de dos quarks izquierdos acoplados, Eichten et al.[38] propusieron un término empírico de contacto que toma en cuenta la nueva interacción:

$$\mathcal{L} = \frac{\pm 1}{2\Lambda_c^2} (\bar{u}_L \gamma^\mu u_L + \bar{d}_L \gamma^\mu d_L) (\bar{u}_L \gamma_\mu u_L + \bar{d}_L \gamma_\mu d_L).$$

El agregado de este término en el lagrangeano de QCD, produce un incremento en la sección eficaz inclusiva de jets para valores pequeños de η , cuando la energía del CM de los partones interactuantes se acerca a la escala de energía Λ_c asociada con las interacciones entre preones. La Figura 2.10 muestra un gráfico con predicciones a LO de la sección eficaz inclusiva de jets. El generador Monte Carlo

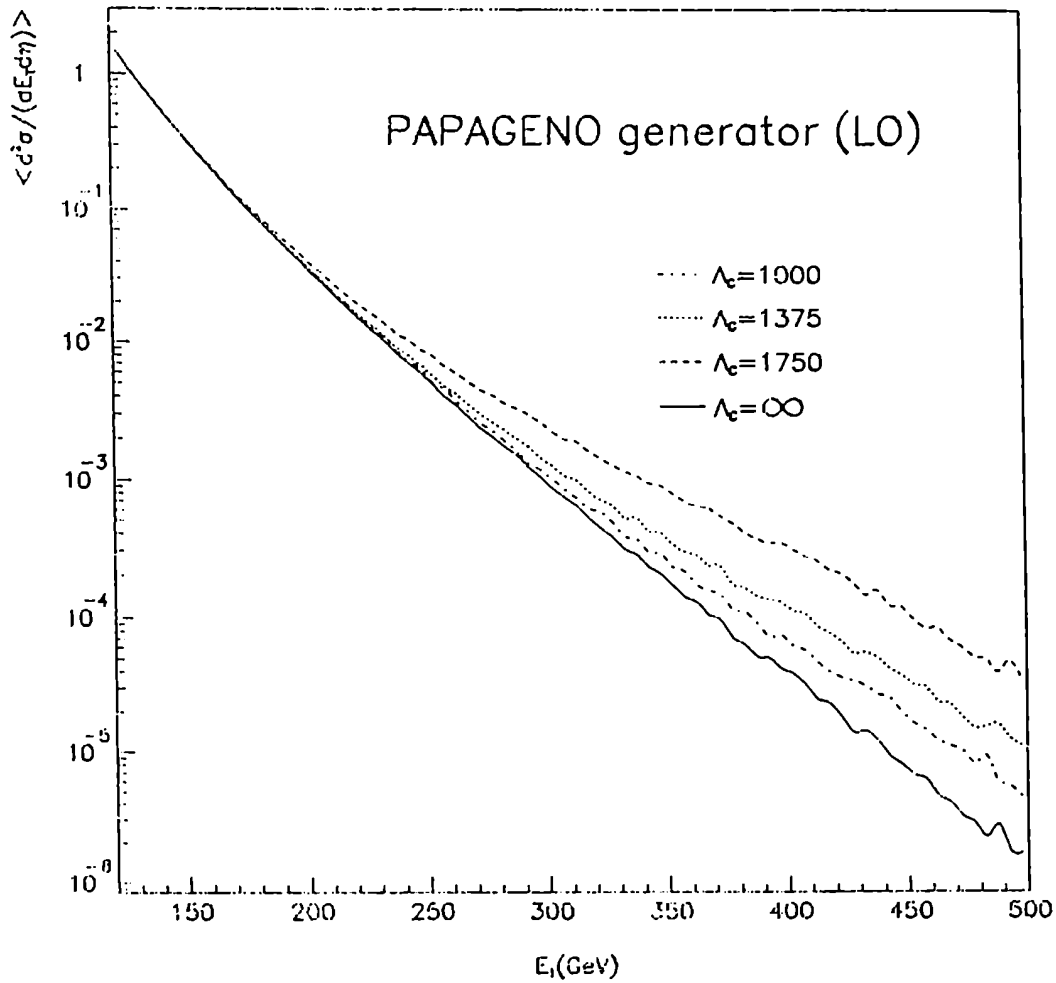


Figura 2.10: Sección eficaz diferencial inclusiva de jets ($|\eta| < 0.9$) usando el generador PAPAGENO a LO con distintos valores de Λ_c .

utilizado, PAPAGENO, incluye el término de contacto aludido anteriormente. La Figura 2.10 pone de manifiesto la sensibilidad de la sección eficaz de jets de alto E_T al valor de Λ_c .

Capítulo 3

Diseño Experimental

3.1 El Tevatrón del Fermilab

En 1985, el colisionador $p\bar{p}$ llamado Tevatrón comenzó a operar en el Fermi National Accelerator Laboratory (Fermilab-EEUU), abriendo nuevas fronteras en la física de altas energías. Las instalaciones del Fermilab incluyen un conjunto de cinco aceleradores individuales que funcionan en conjunto para producir colisiones $p\bar{p}$ con una energía de 1.8 TeV en el centro de masa. El Tevatrón propiamente dicho es el último eslabón de la cadena de aceleradores que se esquematiza en la Figura 3.1. Esta sección describe los diferentes pasos en el proceso de aceleración [39, 40].

Un acelerador electrostático **Cockroft-Walton** genera un haz de iones negativos de hidrógeno de 750 keV el cual es dirigido hacia un acelerador lineal. El **Linac** tiene una longitud de aproximadamente 150 m y acelera los H^- a 400 MeV. Antes de entrar a la tercera etapa, el **Booster**, los iones atraviesan una lámina de carbono que remueve los electrones dejando sólo un haz de protones. El **Booster** acelera los protones a 8 GeV y los entrega al **Main Ring**, el segundo sincrociclotrón de la cadena, construido con 1.000 imanes convencionales de hi-

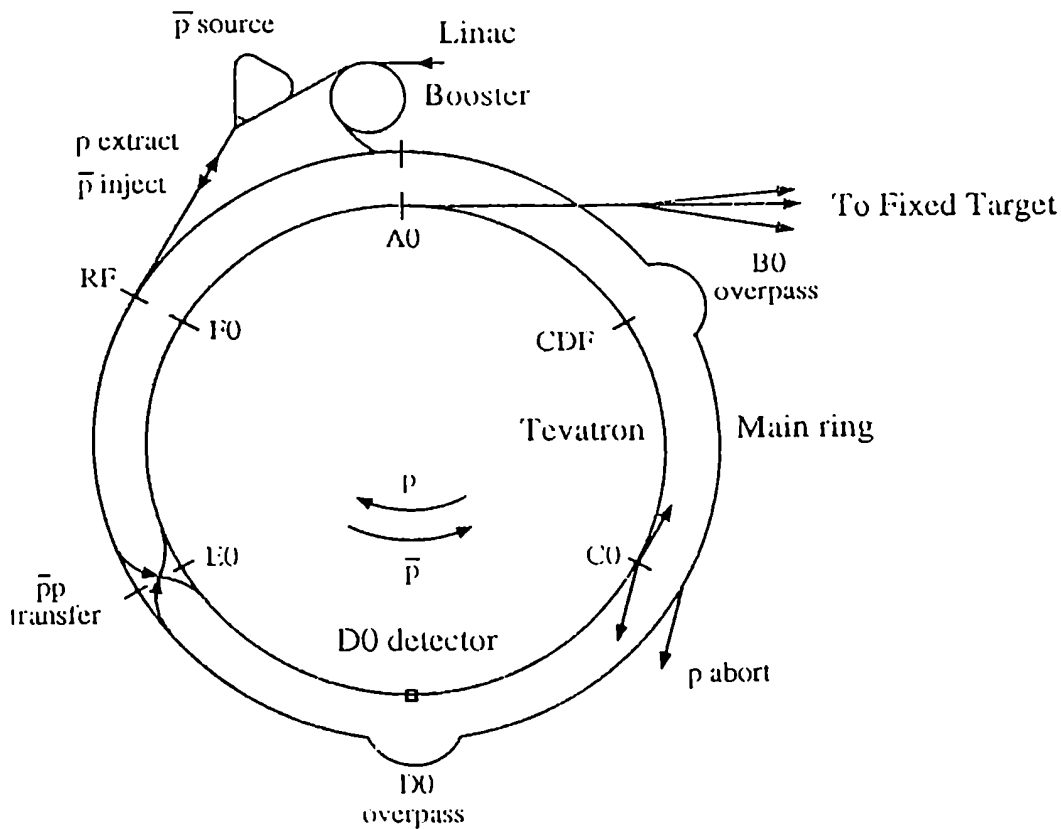


Figura 3.1: Vista de planta de las instalaciones del Fermilab.

erro que forman una circunferencia de 2 km de diámetro cuyo objeto es curvar y focalizar el haz de protones. Cuando éstos alcanzan los 150 GeV, son inyectados en el **Tevatrón**, el tercer sincrociclotrón consistente en 1.000 imanes superconductores que guían y aceleran las partículas cargadas. El anillo correspondiente al Tevatrón está ubicado 65 cm por debajo de los imanes del Main Ring, excepto en los lugares donde se realizan los experimentos pues allí éste pasa por encima del Tevatrón.

El haz de anti-protones se genera mediante un proceso que comienza en el Main Ring y que involucra diferentes dispositivos. Primcramente, se extrae un paquete de protones a 120 GeV del Main Ring. Este paquete es dirigido hacia

un blanco de tungsteno produciendo \bar{p} 's con una dispersión de momentos muy grande. Un imán muy potente, llamado lente de litio, selecciona los \bar{p} 's con una dispersión del 3% alrededor de 8.9 GeV. Luego, los \bar{p} 's se inyectan en un pequeño sincrociclotrón llamado Debuncher, donde circulan por 2 seg mientras se reduce la dispersión en los momentos y la emisión betatrón transversa, mediante el proceso de enfriado estocástico [12]. El enfriado continúa en el acumulador por varias hora (stacking) hasta que se obtienen suficientes \bar{p} 's para transferir al Main Ring. Cuando esto ocurre, se extraen seis paquetes de \bar{p} 's del núcleo del haz donde la dispersión en energía es de solamente 0.05%. Luego, se inyectan en el Main Ring donde son acelerados hasta 150 GeV.

Cuando los paquetes de \bar{p} son transferidos al Tevatrón, ya hay 6 paquetes de protones circulando en sentido opuesto. Un proceso de radio frecuencia llamado cogging se usa para ajustar los 12 puntos de intersección de tal manera que los paquetes se crucen en cada punto cada 3.5 μ s. Finalmente, todos los paquetes se aceleran a 900 GeV lo que implica una energía de 1.8 TeV en el CM.

La luminosidad instantánea, \mathcal{L} , es una medida de la frecuencia con que se producen las interacciones. Está dada por:

$$\mathcal{L} = \frac{f N_b N_p N_{\bar{p}}}{4\pi\sigma^2}$$

donde f es la frecuencia de cruce, N_b el número de paquetes, N_p y $N_{\bar{p}}$ el número de p 's y \bar{p} 's, y $\pi\sigma^2$ el área o sección del haz. Una manera de incrementar la luminosidad instantánea en el punto de colisión es reducir la sección del haz en dicha región. Esto se consigue mediante cuadrupolos magnéticos muy potentes instalados en la zona cercana al punto de interacción.

Durante el período de toma de datos 1992 – 1993 (run 1A), el Tevatrón es-

tableció un record de luminosidad alcanzando un pico de $9.22 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$. En 1994, se estableció un nuevo record con un pico de $16.5 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$.

3.2 El Detector DØ

El detector DØ es un aparato multipropósito diseñado para estudiar los procesos físicos que resultan de colisiones $p\bar{p}$ con una energía de 2 TeV en el CM. La descripción que aquí se presenta, se basa en la referencia [41].

DØ fue construido para cubrir un amplio espectro de temas de física de altas energías. El objetivo principal es poner a prueba las predicciones del Modelo Estándar e investigar posibles nuevos fenómenos. Esto incluye la búsqueda del quark top, diversas mediciones relacionadas con jets y fotones, producción del quark b y estudios relacionados con los bosones W y Z . Para lograr estos objetivos, DØ fue diseñado especialmente para:

- identificación y medición de electrones y muones,
- medición de jets de partones de alto p_T por medio de calorimetría altamente segmentada y con buena resolución en energía,
- determinación de la energía faltante (\cancel{E}_T) como forma de detectar neutrinos y, posiblemente, otras partículas no interactuantes.

La Figura 3.2 muestra una vista general del detector DØ. Se adopta un sistema de coordenadas derecho para el cual el eje z corre en dirección del protón y el eje y apunta hacia arriba. Los ángulos φ y θ son los ángulos azimutal y polar, respectivamente. La coordenada r es la distancia desde el eje definido por el haz.

En las secciones siguientes, se describen los distintos componentes del detector DØ. Desde el centro hacia afuera, el detector consta de tres sistemas principales:

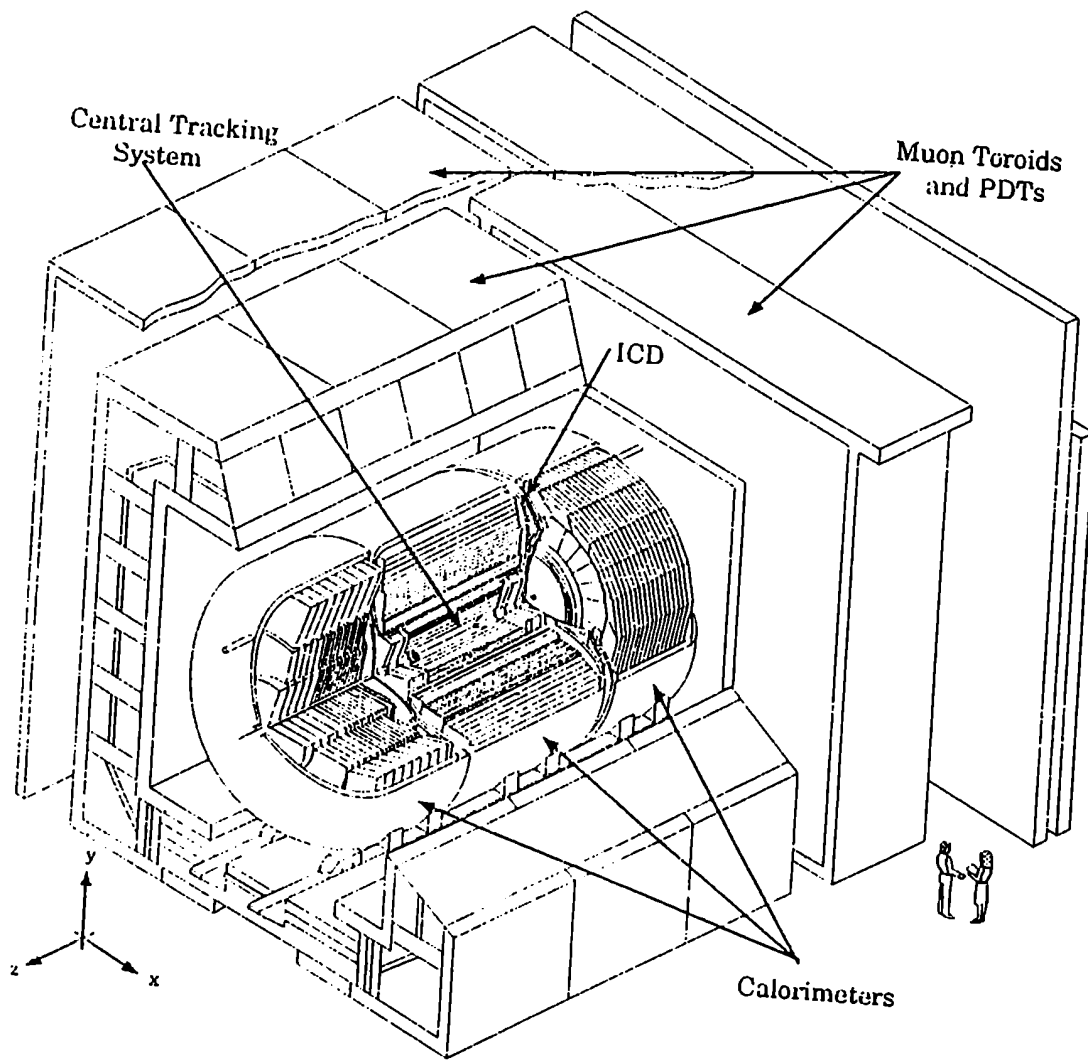


Figura 3.2: El detector DØ.

los detectores centrales, los calorímetros y el sistema de muones. Los calorímetros merecen una descripción más detallada puesto que son el instrumento principal para la medición de jets.

3.2.1 Detectores Centrales

El sistema de Detectores Centrales se ilustra en la Figura 3.3. Esta compuesto de un conjunto concéntrico de cámaras de traza y radiación de transición. Las cámaras de deriva contienen un conjunto de alambres conectados a un potencial electrostático elevado. Cuando una partícula cargada atraviesa la cámara, los alambres colectan la carga resultante de la ionización del gas. El tiempo de vuelo de esta carga se traduce en coordenadas espaciales. La traza se reconstruye a partir de las posiciones o pulsos asociados con cada alambre. El detector es muy compacto y está contenido en el hueco cilíndrico interior de los calorímetros, en un volumen limitado por las coordenadas $r = 78$ cm y $z = \pm 135$ cm. El sistema fue designado para lograr buena resolución espacial de partículas individuales, buen poder de resolución de dos trazas, alta eficiencia, y buena determinación de la energía depositada al ionizar el gas.

Desde adentro hacia afuera los sub-detectores son:

- La **Cámara de Vértices (VTX)** es la cámara de deriva más interior y rodea al tubo de haz. Está diseñada para reconstruir trazas en las cercanías del punto de interacción y medir la posición del vértice. La determinación del vértice y las trazas es muy importante para análisis no inclusivos de jets y para obtener una medición precisa de su energía transversa E_T . La cámara está dividida en tres capas concéntricas e independientes de celdas. Cada celda contiene 8 alambres sensitivos paralelos a la dirección del haz

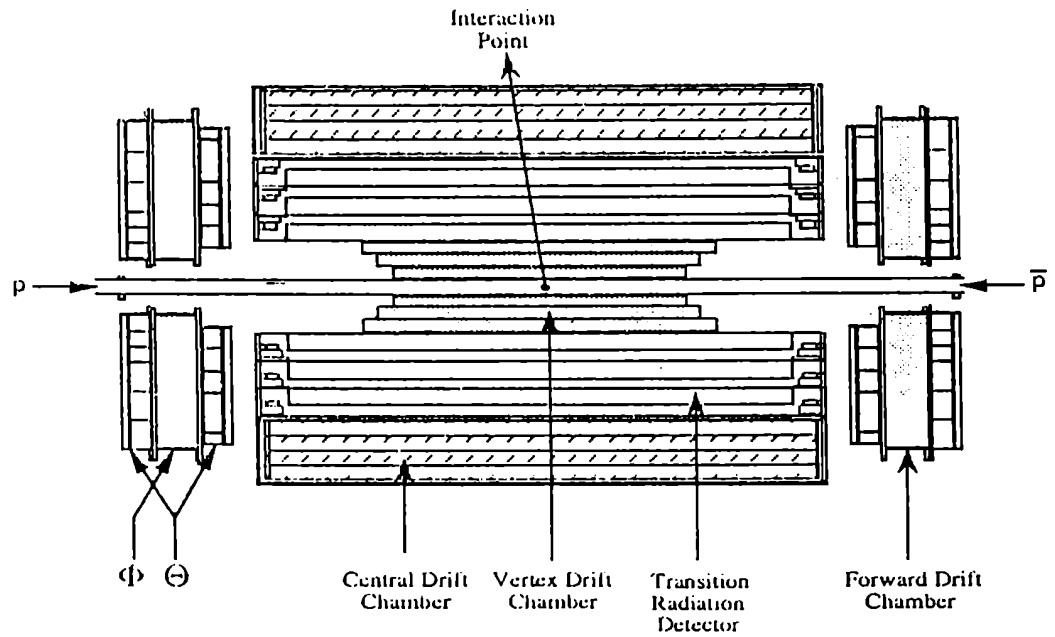


Figura 3.3: Vista $r - z$ de los Detectores Centrales de DØ.

y desplazados $200 \mu\text{m}$ uno de otro en el plano de deriva. Estos alambres proveen una medición de la posición de la traza en el plano $r - \varphi$, así como el valor de la coordenada z por división de carga. El gas utilizado es lento, con una velocidad de deriva de $7.3 \mu\text{m}/\text{ns}$. La resolución típica de pulso es de $50 \mu\text{m}$ en el plano de deriva. Es posible resolver dos trazas distintas con una eficiencia del 90% cuando se hallan separadas por 0.63 mm en el plano $r - \varphi$.

- El **Detector de Radiación de Transición (TRD)** rodea a la cámara de vértices y su función es distinguir entre electrones y piones cargados. Esto se logra midiendo los rayos X de transición producidos cuando la interface entre dos materiales con distinta constante dieléctrica es atravesada por

partículas ultra-relativistas cargadas. El TRD está formado por tres capas separadas que contienen un radiador y una cámara de detección de rayos X . El radiador está hecho de láminas de polipropileno ubicadas en un volumen de nitrógeno en estado gaseoso. La detección de rayos X se realiza por medio de una cámara de deriva montada justo después del radiador. Para una eficiencia de detección de electrones del 90%, se obtienen factores de rechazo de aproximadamente 50 para piones.

- **La Cámara Central de Deriva (CDC)** es la cámara de traza más externa de DØ. Contiene cuatro capas independientes de celdas con siete alambres sensitivos desplazados uno del otro en el plano $r - z$. Esta cámara provee cobertura para las trazas que forman un ángulo grande con respecto al tubo de haz en el instante previo a su entrada a los calorímetros. El volumen de la cámara, definido por sus radios interior (49.5 cm) y exterior (74.5 cm), está lleno de un gas rápido que provee una velocidad de deriva de $34 \mu\text{m}/\text{sec}$. La resolución de pulso es de $150 - 200 \mu\text{m}$ y la eficiencia para resolver dos pulsos diferentes es del 90% para una separación de $\approx 2 \text{ mm}$.
- **Las Cámaras de Deriva Frontales (FDC)** están ubicadas en la parte anterior y posterior de los cilindros concéntricos de las otras cámaras y justo antes de los calorímetros frontales. Las FDC extienden la cobertura hasta ángulos polares tan pequeños como 5° . Los altos niveles de ocupación de estas cámaras, como consecuencia de su proximidad al tubo de haz, hace difícil la tarea de reconstrucción, especialmente en la región de ángulos pequeños. Cada FDC está formado por tres cámaras separadas: el módulo Φ mide la coordenada φ con alambres dispuestos en dirección radial; dos módulos Θ ,

desplazados 45° en φ , miden la coordenada θ con alambres azimutales. El módulo Φ está ensanguchado entre los módulos Θ . El FDC usa el mismo gas que el CDC y provee valores de resolución y eficiencias similares.

3.2.2 Calorímetros

Los Calorímetros son la herramienta más importante en la detección de jets. Proveen la energía de electrones, fotones y jets. También cumplen un rol esencial en la identificación de partículas y la determinación de la Energía Transversa Faltante (\cancel{E}_T).

La Figura 3.4 es una vista general de los calorímetros de argón líquido de DØ, los cuales están encerrados y sujetos por tres crióstatos de acero inoxidable de doble pared. El **Calorímetro Central (CC)** cubre aproximadamente el rango $|\eta| < 1$, mientras que los dos **Calorímetros Frontales (EC)** extienden esta cobertura hasta $|\eta| \approx 4$, con lo que se asegura una muy buena contención y hermeticidad. El espesor de los calorímetros es de entre 7 y 9 longitudes de absorción nuclear para el CC y los EC respectivamente. El espesor en función de θ se grafica en la Figura 3.5.

La Figura 3.6 ilustra el principio básico de detección en el que se basan estos detectores de muestreo. La celda unidad de los calorímetros, esquematizada en la Figura 3.6, está formada por una placa de metal absorbente y una placa de señal o muestreo, que está laminada en ambas caras con un material resistivo y contiene un plano de cobre en su interior. Estos dos elementos están separados por un volumen de argón líquido que se utiliza como material activo. La placa de metal está conectada a tierra y la superficie resistiva a un voltaje positivo de $2 - 2.5$ keV, generando un campo electrostático en el volumen de argón. Cuando

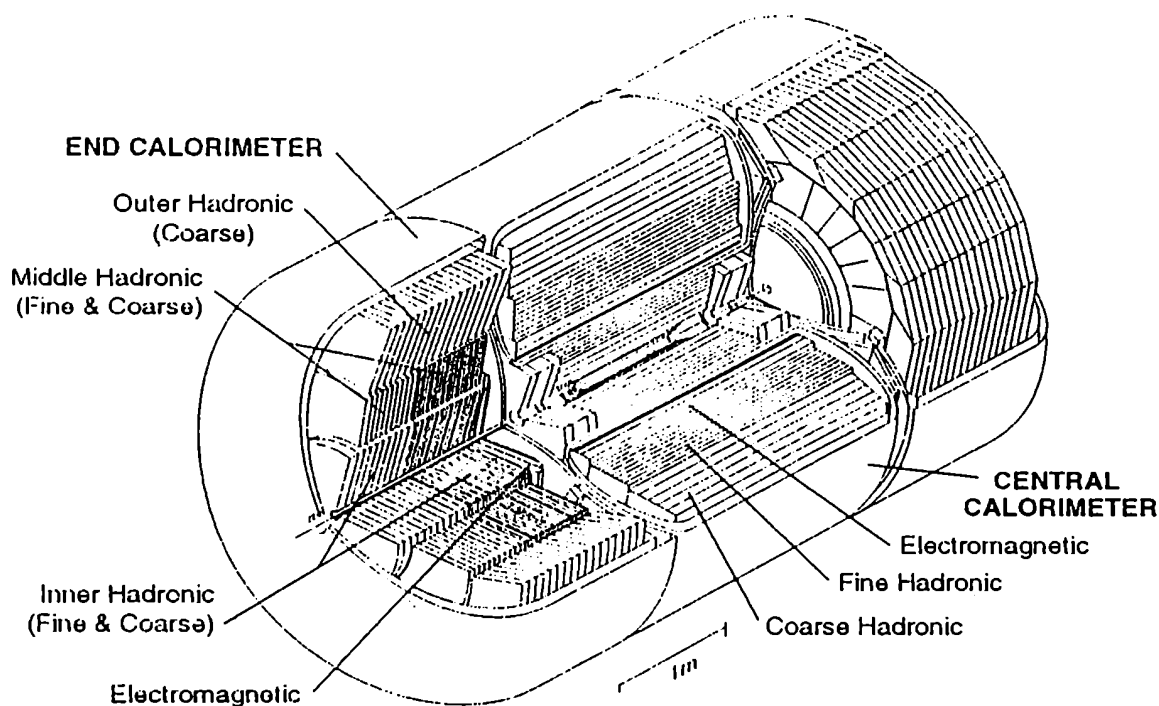


Figura 3.4: Vista general de los calorímetros de DØ.

las partículas entran al calorímetro, interactúan con las placas absorbentes produciendo una lluvia de partículas y perdiendo la mayor parte de su energía. Al atravesar los volúmenes de argón, las partículas incidentes ionizan los átomos del gas, depositando una pequeña fracción de su energía total. La carga generada en cada celda se mueve hacia la placa de muestreo induciendo una señal en el ánodo de cobre. Esta señal es transmitida a un preamplificador que está ubicado en la parte superior de la pared del crióstato. Posteriormente, se la conforma y amplifica antes de ser digitalizada y transmitida al sistema de adquisición de datos. Esta etapa se completa con el proceso de "supresión de cero" que elimina las celdas en las que no hay energía depositada. Esto minimiza el tiempo de toma de datos y reduce el tamaño de los mismos. Un rasgo distintivo de la calorimetría

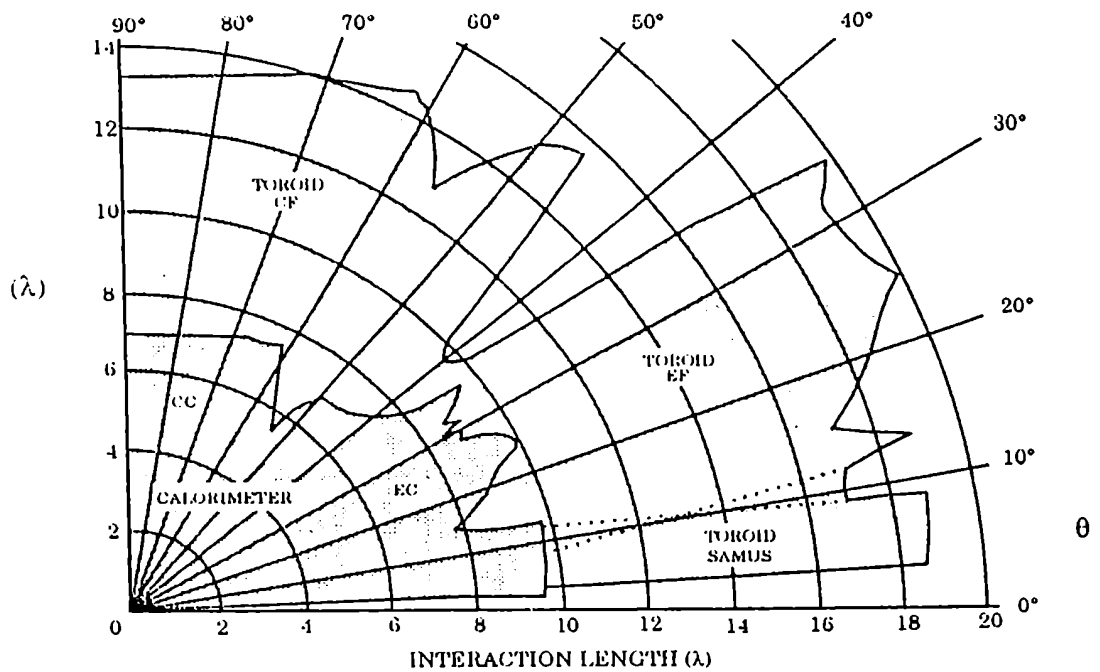


Figura 3.5: Longitud de interacción en función de θ para los calorímetros y el sistema de muones.

de $D\theta$ es su geometría pseudo-proyectiva. Esto quiere decir que es posible dibujar líneas rectas que pasan por el punto de interacción y los centros de un conjunto de celdas que forman una “torre”. La medida típica transversal de estas torres es de $\Delta\phi \times \Delta\eta = 0.1 \times 0.1$, lo que brinda una resolución excelente en la determinación de la posición de las lluvias de partículas.

Calorímetros Centrales

Los tres tipos de módulos cilíndricos concéntricos que forman el calorímetro se ilustran en la Figura 3.7.

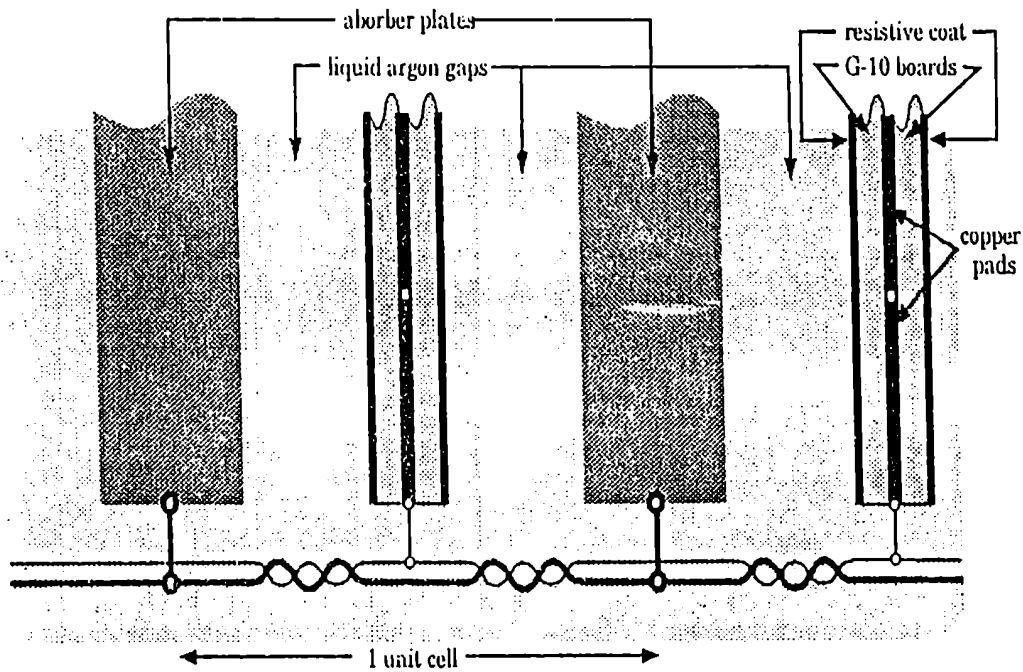


Figura 3.6: Diagrama de una celda unidad de los Calorímetros.

- Los Módulos Electromagnéticos (EM) están hechos de placas de uranio de 3 mm de espesor. Desde el punto de vista de la lectura de la señal, esta sección del calorímetro está subdividida en cuatro capas con un espesor de 2, 2, 7 y 10 longitudes de radiación. La tercera capa tiene una segmentación de $\Delta\phi \times \Delta\eta = 0.05 \times 0.05$, mayor que la de las otras tres capas. Esto permite una medición más precisa del máximo en el desarrollo transversal de la lluvia generada por los electrones. La cobertura EM de los calorímetros es de aproximadamente 20 longitudes de radiación (X_0).
- Los Módulos Hadrónicos Delgados (FH) están contruidos con placas absorbentes de una aleación de uranio-niobio, cada una de las cuales tiene un espesor de 6 mm. Esta sección está subdividida en tres capas longitudinales

con un espesor total de 3.2 longitudes de absorción nuclear (λ_A).

- Los Módulos Hadrónicos Gruesos (CH) están incluidos en una sola capa formada de placas absorbentes de cobre de un espesor de 46.5 mm cada una. El espesor total de esta sección es de $3.2 \lambda_A$.

Las cajas cilíndricas que contienen los módulos también están segmentadas en φ . Los huecos entre módulos están desfasados de manera tal que no coincidan todos en una misma dirección en φ . Hay 32 Módulos EM en el anillo más interior, 16 FH en la sección hadrónica delgada y 16 CH en la sección hadrónica gruesa.

Calorímetros Frontales

Los EC son muy parecidos a los CC y contienen cuatro tipos de módulos. La Figura 3.7 muestra los dos EC gemelos, ubicados en la parte anterior y posterior del detector. El módulo EM se divide en cuatro capas de lectura de señal con placas absorbentes de 4 mm de espesor con una profundidad total de $\approx 20X_0$. Hay también un solo Módulo Hadrónico Interno (IH) con una sección de cuatro capas FH y una capa CH. Por afuera de las secciones EM y IH, se disponen anillos concéntricos de 16 Módulos Medios (MII) y Externos (OII), con cuatro y una capas de lectura respectivamente. En los módulos OII de los Calorímetros Frontales, las placas absorbentes están hechas de acero inoxidable en vez de cobre. Los EC tienen un espesor total de $7 - 9\lambda_A$.

Detectores Intercristalinos y de Zona Muerta

La Figura 3.7 muestra la región entre el CC y los EC, definida por $0.8 < |\eta| < 1.4$, la cual contiene una gran cantidad de material no instrumentado. Una cantidad

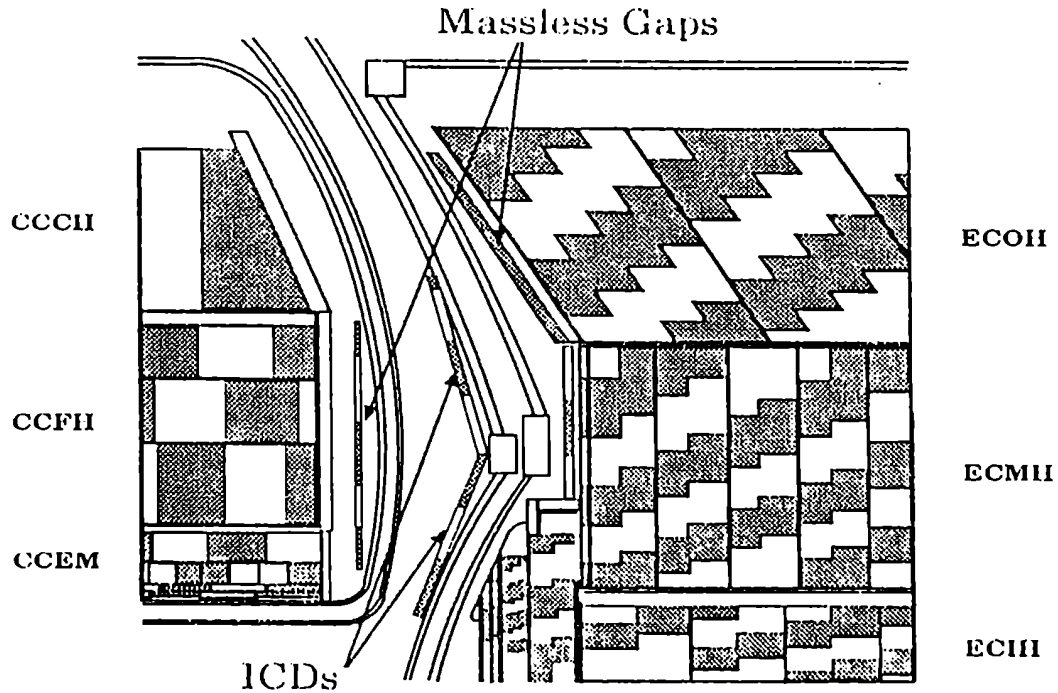


Figura 3.7: Vista lateral de los módulos de los calorímetros, detectores intercriostáticos y detectores de zona muerta.

importante de energía se pierde en las paredes del criostato y las estructuras de soporte. Para mejorar el muestreo calorimétrico sin causar una multiplicación adicional de la lluvia, se incluyen dos tipos de sistemas de detección:

- Los **Detectores Intercristáticos (ICD)** son un conjunto de centelladores montados sobre la superficie de los EC. Cada ICD consta de 385 centelladores que cubren una superficie de $\Delta\eta = \Delta\phi = 0.1$ y coinciden espacialmente con las celdas del calorímetro de argón líquido.

- Los Detectores de Zona Muerta (MG) son estructuras de una celda calorimétrica separadas del resto del calorímetro e instaladas en el CC y los EC entre los módulos y las paredes del crióstato.

Comportamiento del Calorímetro

El comportamiento o rendimiento del calorímetro se ha estudiado de diferentes formas. En un calorímetro de muestreo, la energía se mide de una manera estadística[65]. Por lo tanto, se esperan fluctuaciones alrededor de su respuesta media en energía. Además, hay numerosos factores como el ruido electrónico, la radiación de fondo y la naturaleza de las partículas incidentes que afectan la resolución en energía. La resolución fraccionaria en energía se define como el cociente entre la resolución y la respuesta media:

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

donde N es el término de ruido, S el término de muestreo y C una constante aditiva. Estudios realizados durante el experimento de haz de prueba señalan que la resolución en energía del calorímetro es aproximadamente de $15\%/\sqrt{E}$ para electrones y $50\%/\sqrt{E}$ para piones. La resolución en energía del calorímetro para jets se obtiene de datos de colisiones reales. Su efecto sobre la medición de la sección eficaz de jets se comentará en el capítulo 6.

Durante el experimento de haz de prueba [42], se utilizaron haces de electrones y piones de diferentes energías para analizar la respuesta y resolución en energía de los calorímetros. Una partícula que produce una ionización mínima (MIP) al cruzar los calorímetros centrales, liberaría aproximadamente 10^4 electrones en cada intersticio de argón, depositando una cantidad de energía de ≈ 2 GeV. La

respuesta en energía de electrones y piones es lineal dentro del 0.5% para electrones con energía mayor que 10 GeV y piones con energía mayor que 20 GeV. El cociente de las respuestas e/π varía entre 1.11 a 10 GeV y 1.04 a 150 GeV.

3.2.3 El sistema de Muones

El sistema de muones es un conjunto de imanes y cámaras proporcionales de deriva (PDT) que están ubicadas por fuera de los calorímetros y proveen una cobertura polar hasta $\theta = 3^\circ$. La función de estas cámaras es la identificación de los muones producidos en las colisiones $p\bar{p}$ y la determinación de sus trayectorias y momentos. La Figura 3.8 muestra los dos tipos principales de cámaras:

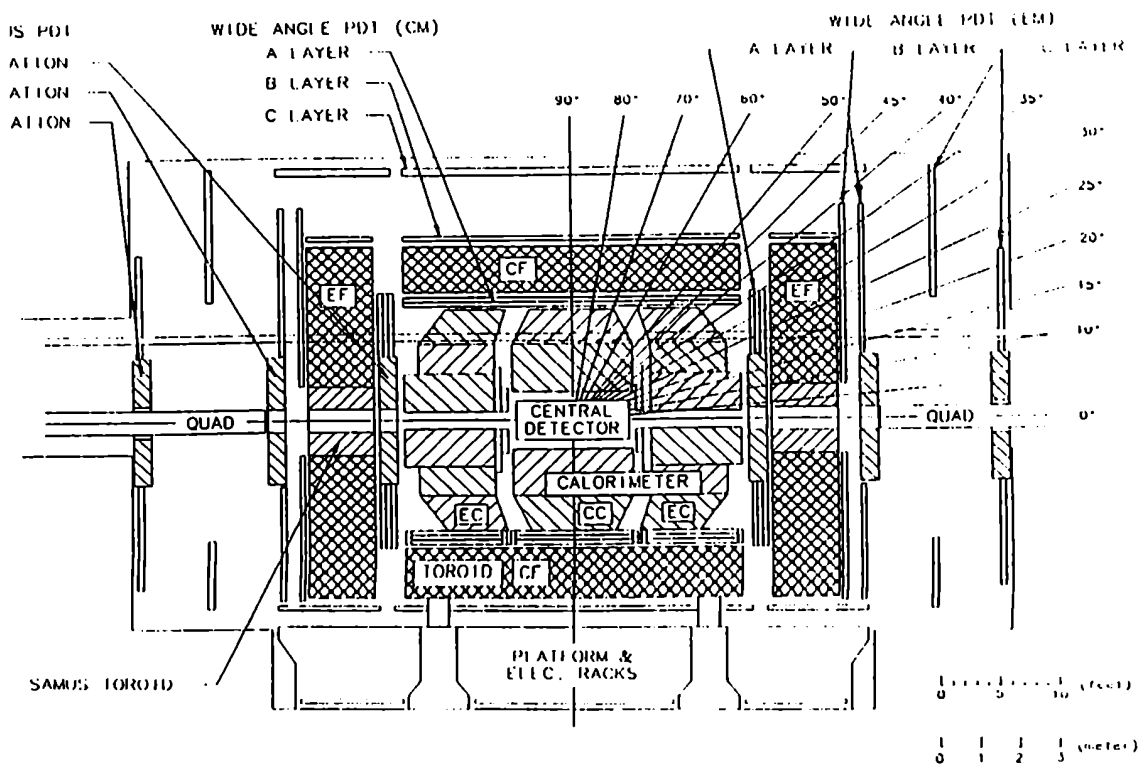


Figura 3.8: Vista en elevación del detector DØ incluyendo las cámaras de muones.

- **Las Cámaras de Muones de Angulos Grandes (WAMUS)** brindan cobertura polar en la región definida por ($|\eta| < 1.7$). Un total de 164 cámaras individuales se agrupan en tres capas: de adentro hacia afuera, la capa *A* se ubica antes de los toroides de hierro y las capas *B* y *C* después de los imanes. Hay 4 planos de celdas de PDT en una cámara correspondiente a la capa *A* y 3 en una *B* o *C*. Cada celda contiene un alambre que se ubica en la dirección del eje x en el caso de las cámaras superiores e inferiores, y a lo largo de la dirección y en las cámaras laterales. Como consecuencia de esto, el campo magnético $\vec{B} = 1.9 \text{ T } \hat{\phi}$ curva los muones en el plano $r - z$. Se mide la dirección de los muones antes y después de atravesar los imanes y se determina el momento usando el ángulo de curvatura. La resolución de pulso es de 3 mm en la dirección del alambre y de 700 – 900 μm en el plano de deriva. Debido a efectos de scattering multiple a bajas energías, la resolución en el p_T del muon es $\Delta p/p \approx 20\%$. A energías más altas, está limitada por la resolución del ángulo de curvatura.
- **Las Cámaras de Muones de ángulos Pequeños (SAMUS)** se han designado para brindar una buena cobertura a valores de θ pequeños. El SAMUS comprende tres subsistemas o estaciones: *A*, antes de los imanes, y *B*, *C* después de los mismos. Cada estación está formada por tres planos dobles de cámaras proporcionales cilíndricas, las cuales están orientadas en las direcciones x , y y u (u está ubicada a 45° con respecto a x , y). La resolución de pulso es de aproximadamente 400 – 500 μm . La resolución para p_T menor que 10 – 15 GeV está determinada principalmente por efectos de scattering múltiple, siendo aproximadamente del 20% .

El sistema de muones se usa en análisis de jets para detectar lluvias de rayos cósmicos y pérdidas de energía fuera de los límites de los calorímetros.

3.2.4 Sistemas de Trigger y Adquisición de Datos

La selección de datos y el proceso de grabado no es trivial en el caso de luminosidades de $(5 - 10) \times 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Cada segundo, se producen, en el centro del detector, entre 215 y 430 mil interacciones inelásticas $p\bar{p}$. La probabilidad de interacción única y múltiple es de 35 – 33% y 17 – 44% para cada cruce, respectivamente. Como no es posible almacenar y manejar los datos generados en cada interacción, se implementa un proceso de selección para guardar sólo aquellos eventos que presentan interés físico. La frecuencia de eventos se reduce desde los 200 – 400 KHz hasta los 2 Hz antes de ser transferidos a las computadoras para ser monitoreados y almacenados. Este proceso se realiza mediante un sistema de tres niveles de trigger [41] que incluyen decisiones a nivel de hardware y software. La descripción que sigue, pone particular énfasis en el trigger del calorímetro [45]. El análisis de los triggers de jets se abordará en el capítulo 5.

Triggers a nivel de Hardware

El sistema de trigger de nivel \emptyset es el primero de la serie. Su función es identificar los cruces de haz en los que se producen interacciones. Consiste en dos conjuntos de centelladores hodoscópicos ubicados por fuera de los detectores centrales, sobre las caras interiores de los calorímetros frontales, a 140 cm del centro del detector. Cada sistema cubre la región de pseudo-rapidez definida por $1.9 < |\eta| < 4.3$. una coincidencia en los dos sistemas centelladores implica una probabilidad $\geq 99\%$ de que una colisión inelástica no difractiva haya ocurrido. El sistema o

detector de nivel \emptyset tiene una resolución temporal excelente, con lo cual provee un valor aproximado de la posición de la coordenada z del vértice, así como también información de luminosidad.

El nivel 1 de trigger utiliza información provista por diferentes elementos del detector para reducir la frecuencia de eventos desde los 200 – 400 kHz hasta los 200 Hz. Los centelladores del nivel \emptyset contribuyen con la posición de la coordenada z del vértice, el sistema de muones con la posición de la traza y el momento de los muones, y los calorímetros proveen información sobre los grupos o concentraciones de energía del evento. Dentro del intervalo de $3.5 \mu s$ entre dos cruces, el nivel 1 lee hasta 256 variables de trigger las cuales se combinan para formar hasta 32 triggers distintos. En el caso particular de los triggers del calorímetro, compara la suma de las señales analógicas provistas por cada celda perteneciente a una dada torre de trigger, con un umbral fijado previamente por el experimentador. Una torre de trigger es una región del calorímetro definida por un ángulo sólido de 0.2×0.2 en el espacio $\eta - \varphi$ (see Figura 3.9). Las sumas se realizan sobre todas las secciones electromagnéticas y hadrónicas delgadas de cada torre dentro del rango $|\eta| < 4$.

Triggers a nivel de Software

El trigger de nivel 2 y el Sistema de Adquisición de Datos están íntimamente relacionados. El primero es un filtro de eventos basado en programas de computación, el cual impone cortes más exigentes sobre los datos con el objeto de reducir la frecuencia de eventos desde los 200 Hz hasta los 2 Hz. Se pueden definir y programar hasta 128 filtros diferentes en una red de estaciones VAX que contiene 50 procesadores VS4000 – 60 trabajando en paralelo. A la salida del nivel 1, los eventos son transferidos a esta red de computadoras donde son reconstruidos

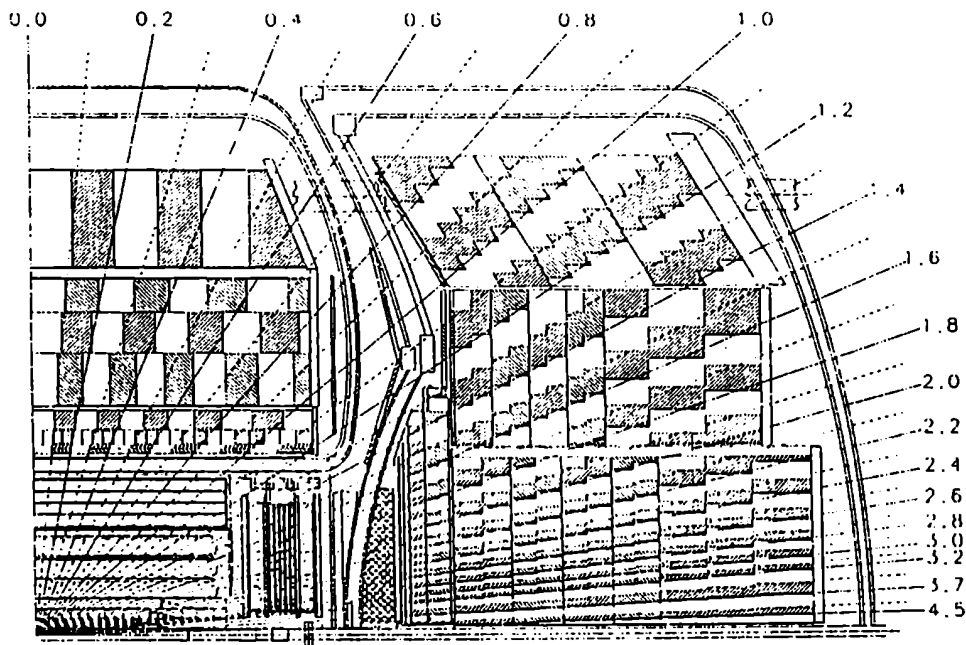


Figura 3.9: Vista lateral de las torres de trigger del calorímetro.

y procesados por los filtros. En el caso de los filtros asociados con los datos del calorímetro, sólo son analizados aquellos que provienen de una sección indicada por el nivel 1. Las torres encontradas por el nivel 1 se usan como semillas a ser usadas por los filtros de jets. El algoritmo de jets suma todas las torres de trigger dentro de un cono fijo. Los eventos con una señal de jet por encima de un umbral prefijado, son transferidos a la computadora anfitriona. Finalmente, los eventos seleccionados se graban en cintas de 8 mm.

Capitulo 4

Reconstrucción de Datos y Simulaciones

Los datos de $D\emptyset$ atraviesan un proceso complejo de computación antes de producir resultados físicos[41]. Una vez que los eventos de interés son seleccionados por el trigger de software, los datos electrónicos son ordenados en una estructura tipo **ZEBRA** [46]. **ZEBRA** es un software que dispone los datos en bancos estandarizados y ordenados en forma jerárquica. Estos bancos están ligados entre sí por intermedio de puntos comunes de referencia. A nivel de **señales electrónicas**, los bancos se llenan con la información digitalizada recibida de cada canal de lectura del detector. Los datos de cada evento forman una estructura tipo árbol, estableciéndose conexiones entre los distintos conjuntos de datos y variables, a medida que se realiza la reconstrucción. El programa de reconstrucción de $D\emptyset$, llamado **DØRECO**, transforma datos electrónicos en pulsos, trazas y depósitos de energía. En una segunda etapa, **DØRECO** usa un conjunto de algoritmos para identificar objetos físicos como electrones, fotones, muones, jets y ψ_T . Las cantidades físicas fundamentales asociadas con estos objetos también se calculan y almacenan en bancos de partículas. **DØRECO** provee dos tipos de archivos de salida. El archivo **estándar (STA)** contiene los datos electrónicos y

la información completa de la reconstrucción. El archivo de **resumen de datos (DST)** contiene una lista de trazas y depósitos de energía, además de los bancos de partículas. En el caso de eventos de QCD, los archivos DST se reducen a archivos más pequeños en los que se guardan sólo los triggers de QCD. Finalmente, estos eventos se escriben en archivos aun más chicos, **MicroDST**, que son usados en análisis como el que se presenta en este trabajo.

En este capítulo, la descripción del proceso de reconstrucción de datos es seguido por una discusión sobre la definición de jet. Se incluye también, una breve referencia a los programas de generación de eventos (Monte Carlo), así como a los programas de simulación que se usan de manera frecuente como instrumento para estudiar el comportamiento del detector, y poner a punto los algoritmos de reconstrucción.

4.1 Medición del Vértice de Interacción

La posición del vértice de interacción se determina con la ayuda de las cámaras de traza[47]. Medir sus coordenadas con precisión es esencial para obtener las E_T y los η de los jets.

Las coordenadas $x - y$ del vértice se determinan a partir de las trazas reconstruidas por la cámara de vértices en el plano $r - \varphi$. Como la posición del haz se mantiene bastante estable a lo largo del tiempo, es suficiente realizar esta medición para cada "run". Un run es un conjunto consecutivo de eventos tomados bajo las mismas condiciones experimentales e identificados por un número distintivo. Las coordenadas $x - y$ de los vértices asociados a un run se calculan como los valores medios de estas cantidades sobre todos los eventos que pertenecen a dicho run.

La coordenada z del vértice o vértice- z tiene una distribución gaussiana cen-

trada en $z \approx -10$ cm con un ancho de alrededor de 30 cm (run 1A). Las trazas del CDC o del FDC, reconstruidas en el plano $r - z$, se extrapolan hasta que intersectan al eje z . La coordenada z del vértice de interacción de un evento se define como el valor medio de la distribución gaussiana de los puntos de intersección con el eje z de las trazas reconstruidas en el CDC o el FDC para dicho evento. La resolución del vértice- z varía en el rango 0.65 – 0.95, dependiendo del número de trazas en el evento y de su distribución angular. En el caso de eventos de interacción múltiple, sólo es posible resolver dos vértices si los dos conjuntos de trazas están separadas más de 7 cm sobre el eje z .

4.2 Reconstrucción de Jets

Desde el punto de vista experimental, un jet es el resultado de un partón dispersado que luego se hadroniza. Este haz de partículas colimadas produce una lluvia de partículas dentro del calorímetro, esparciendo su energía original en un cono de volumen mayor.

La estructura de un evento en un colisionador hadrón-hadrón es muy compleja. Sólo un partón de cada hadrón incidente participa en el proceso de scattering duro $p\bar{p}$. Por lo tanto, sólo una fracción de los hadrones en el estado final están asociados con dicho evento. El resto de los hadrones son el resultado de interacciones suaves entre partones pasivos. Este proceso es el responsable del evento subyacente, el cual tiene que ser extraído del evento de scattering duro. En colisiones $p\bar{p}$, el sistema CM del evento está generalmente en movimiento a lo largo de la dirección del haz. Por lo tanto, el conjunto de variables cinemáticas más conveniente para describir los jets está dado por la energía transversa E_T , φ y la pseudo-rapidez η .

Una definición de jet basada en un cono fijo en el espacio $\eta - \varphi$ se ajusta bien a las características del detector DØ y ha sido usada ampliamente en experimentos de colisionadores hadrónicos. Esta definición ayuda a disminuir el efecto del evento subyacente, ya que solamente una fracción de las partículas de baja E_T asociadas al mismo serían encerradas por el cono de un jet de alta E_T . El algoritmo de cono fijo es una buena elección para verificar las predicciones de QCD a orden NLO, debido a que éstas incluyen las contribuciones de los procesos con más de dos jets en el estado final. Es esencial asegurar la compatibilidad entre las definiciones de jets utilizadas en los distintos experimentos, si se quieren comparar los resultados.

DØ ha adoptado un algoritmo de cono fijo[48] para identificar y reconstruir jets durante el run 1A. Paralelamente, se están estudiando algoritmos tipo combinación sucesiva[49, 50], similares a los utilizados en física de e^+e^- .

4.2.1 El algoritmo de Cono Fijo

El algoritmo de cono fijo se basa en la suposición de que las partículas que forman un jet están contenidas en un cono de radio $R = \sqrt{(\eta - \eta_0)^2 + (\varphi - \varphi_0)^2}$ centrado en el eje del jet (φ_0, η_0) . La elección de un tamaño de cono de $R = 0.7$ asegura una buena contención y minimiza la resolución en E_T del jet[51]. Este algoritmo es similar al usado por las colaboraciones UA1 y CDF.

- El proceso de reconstrucción de jets comienza con la determinación de la energía transversa contenida en torres calorimétricas de $\eta \times \varphi = 0.1 \times 0.1$. Para ello, se suman separadamente y a nivel de hardware las E_T de las capas electromagnéticas y hadrónicas. El algoritmo parte de una lista ordenada de torres que se denominan torres semilla, si su E_T es mayor que 1 GeV.

- Luego, todas las torres vecinas de E_T mayor que 1 GeV se suman a las semillas. Estas **pre-concentraciones** de energía se usan para reducir el número de torres elegidas como punto de partida para construir un jet.
- Una nueva **concentración** se construye sumando todas las torres dentro de un cono de radio $R = 0.7$, definido alrededor del centro de las pre-concentraciones de energía en el espacio $\eta-\varphi$. Se define nuevamente el centro por medio de un promedio de las coordenadas de las torres pesado por la energía depositada en las mismas. El proceso se repite hasta que el centroide $\eta-\varphi$ converge. Si dos semillas distintas forman a una misma concentración, una de éstas es eliminada de la lista. Todas las concentraciones de E_T menor que 8 GeV también son eliminadas.
- Si una concentración no comparte energía con otras, se la considera un **jet**. Cuando sí lo hace, los dos objetos son separados o unidos dependiendo de la fracción de E_T que comparten. La fracción de separación-combinación (SMF) está fijada en 0.5, por lo que dos concentraciones de energía se combinan en un jet, si la E_T compartida es mayor que el 50% del mínimo de las E_T 's de las concentraciones. Si esto no se cumple, se separan para formar dos jets distintos, asignándose las torres al centroide más cercano.

El proceso de reconstrucción se completa con el cálculo de las variables cinemáticas asociadas con cada jet, las cuales se almacenan en los bancos de partículas asignados a los jets. La energía de un jet se define como:

$$E = \sum_i E_i,$$

donde se ha sumado sobre todas las torres del calorímetro que se encuentran dentro del límite del jet. Suponiendo que el jet medido es una concentración celdas o de partículas sin masa,

$$p_x = E_x = \sum_i E_{x_i}$$

$$p_y = E_y = \sum_i E_{y_i}$$

$$p_z = E_z = \sum_i E_{z_i}.$$

El centroide del jet está dado por:

$$\tan \varphi_o = \frac{E_y}{E_x}$$

$$\cos \theta_o = \frac{E_z}{\sqrt{E_x^2 + E_y^2 + E_z^2}} \Rightarrow \eta_o = -\ln \left(\tan \frac{\theta_o}{2} \right)$$

y la E_T del jet se calcula como:

$$E_T = \sum_i \sqrt{E_{x_i}^2 + E_{y_i}^2} = \sum_i E_{T_i}.$$

Definición de Jet. Teoría y Experimento

Como la sección eficaz inclusiva de jets medida en $D\emptyset$ se quiere comparar con las predicciones de EKS[52, 53] y JETRAD[35, 36], es necesario compatibilizar las definiciones teórica y experimental de jet. EKS es un cálculo a orden NLO de la sección eficaz inclusiva de jets a nivel partónico, que incluye la contribución de quarks y gluones. Por lo tanto, el estado final no contiene más de tres partones. La definición de jet de EKS está dada por un algoritmo de cono fijo. Se dibujan conos de radio R alrededor la dirección de movimiento de cada partón. Dos partones se combinan en uno solo, si se cumple la condición:

$$\sqrt{(\eta_i - \eta_j)^2 + (\varphi_i - \varphi_j)^2} < \frac{E_{T_i} + E_{T_j}}{\text{MAX}(E_{T_i}, E_{T_j})} \times R$$

donde E_{T_i} y E_{T_j} son las E_T de los partones involucrados. La introducción del cono y la condición de combinación en el cálculo a NLO de EKS, tiene como objeto eliminar los infinitos de la matriz de scattering. Estas singularidades aparecen cuando un tercer partón tiene una energía muy pequeña o bien es casi colineal con otros partones del estado inicial o final. Resumiendo, un **jet partónico** es un objeto formado por todos los partones incluidos dentro de los límites de un cono de radio R centrado en el valor medio de η y φ . La E_T y las coordenadas $\eta - \varphi$ del jet se calculan como:

$$\begin{aligned} E_T &= \sum_i E_{T_i} \\ \eta &= \frac{1}{E_T} \sum_i E_{T_i} \eta_i \\ \varphi &= \frac{1}{E_T} \sum_i E_{T_i} \varphi_i, \end{aligned}$$

donde las sumas se realizan sobre todos los partones dentro del cono. JETRAD utiliza un método alternativo que permite elegir libremente el algoritmo deseado. Las predicciones JETRAD que se incluyen en el capítulo 7, se obtuvieron usando el algoritmo de EKS, por lo que no es necesario describir otros algoritmos alternativos.

Un jet real que cruza los calorímetros de $D\bar{D}$ es un objeto más complejo. Mientras los partones salientes se mueven alejándose del punto de interacción, emiten más partones que a su vez se fragmentan en hadrones. Estos jets angostos de partículas colimadas, o **jets de partículas** se ensanchan a medida que avanzan en el calorímetro. Algunas de las numerosas partículas producidas dentro del

mismo depositan una fracción de la energía del partón original fuera del cono definido por el algoritmo de reconstrucción. El físico experimental desea comparar los parámetros y secciones eficaces de los jets medidos, o sea jets reconstruidos (calorimétricos), con predicciones teóricas de jets partónicos. Por lo tanto, es esencial corregir la energía de los jets reconstruidos de manera de recobrar la energía del jet partónico original asociado. Por la misma razón, es necesario sustraer la energía depositada dentro del cono por las partículas asociadas con el evento subyacente. Además, el jet reconstruido no es un objeto de masa cero. El partón original adquiere masa durante la lluvia de partones y el proceso de hadronización. Aunque se trabaja bajo la suposición de que el jet medido está formado por partículas sin masa, representadas por las celdas del calorímetro, el jet tiene una masa invariante distinta de cero dada por:

$$M_{JET} = \sqrt{E^2 - (E_x, E_y, E_z) \cdot (E_x, E_y, E_z)} .$$

De hecho, la diferencia entre el momento transversal del jet, medido como:

$$p_T = \sqrt{E_x^2 + E_y^2}$$

y su energía transversal, no es despreciable para valores bajos de E_T . En promedio, la diferencia es del orden del 2% a 30 GeV y desaparece en el caso de jets de alta E_T [55].

El algoritmo de DØ combina implícitamente cuando itera para obtener la posición del centroide del jet, y explícitamente cuando compara la fracción de E_T compartida por dos jets. En cambio, EKS aplican una condición dependiente de E_T sobre la distancia entre los mismos. Es de notar, que jets muy angostos que no son combinados por el algoritmo de DØ podrían ser combinados si se

aplicara el criterio de EKS. En $D\emptyset$, se realizaron numerosos estudios relacionados con el algoritmo de cono fijo y la compatibilidad entre las definiciones teóricas y experimentales. El valor de la fracción de separación-combinación no es crucial, ya que la fluctuación en el número de jets identificados es menor que 2% para SMF en el rango 0.25 – 0.95 [54]. Además, la condición de combinación de $D\emptyset$ y el criterio de EKS están de acuerdo más del 85% de las veces en el número de jets por evento para un tamaño de cono de $R = 0.7$ y $SMF = 0.5$ [56, 57].

4.3 Determinación del \cancel{E}_T del Evento

La hermeticidad de los calorímetros de $D\emptyset$ es una característica fundamental para inferir la presencia de partículas no interactuantes. La energía transversa faltante del evento se define como:

$$\cancel{E}_T = \sqrt{\left(\sum_i E_x^{(i)}\right)^2 + \left(\sum_i E_y^{(i)}\right)^2},$$

donde la suma se realiza sobre todas las celdas del calorímetro incluyendo el ICD y los detectores de zona muerta. En un calorímetro perfecto, una \cancel{E}_T distinta de cero indicaría que hay un neutrino y/o un muon en el evento. Los neutrinos no interactúan dentro de los calorímetros de $D\emptyset$ y los muones de alto p_T se comportan como partículas MIP, depositando sólo 2 – 3 GeV en los módulos EM. En un calorímetro real, la \cancel{E}_T también incluye el efecto del ruido y la resolución en la posición y la energía de los objetos que lo atraviesan.

4.4 Simulaciones Monte Carlo

Los Generadores de Eventos Monte Carlo y los Programas de Simulación de Detectores se usan en forma extensa para entender el comportamiento del detector

bajo condiciones prefijadas. En esta sección, se describen estos programas en lo que concierne a las aplicaciones a física de jets.

4.4.1 Generadores de Eventos

ISAJET. El programa Monte Carlo conocido como ISAJET[58] simula interacciones pp y $p\bar{p}$ a altas energías. Está basado en un desarrollo perturbativo de QCD más un modelo fenomenológico para la fragmentación de partones. Primeramente, se genera un scattering duro primario. Se incluyen todos los procesos $2 \rightarrow 2$ que involucran quarks y gluones, y se desprecian las masas del charm y los quarks más livianos. Los procesos de mayor orden se incluyen por medio de correcciones radiativas en la aproximación LL, tanto en el estado inicial como en el final. Así se obtienen los eventos que contienen tres o más partones. El proceso cascada continúa hasta que la energía de los partones cae por debajo de los 6 GeV. Cuando ello ocurre, los quarks y los gluones se fragmentan independientemente en hadrones usando el modelo de Feynman y Field[60]. El proceso de generación termina con el agregado de “jets de haz” que resultan de las interacciones suaves entre partones pasivos o espectadores.

HERWIG. Como ISAJET, HERWIG[59] es un generador de eventos multipropósito para procesos hadrónicos de alta energía. Está diseñado con mayor énfasis en la simulación detallada de las lluvias partónicas de QCD, incluyendo coherencia de color entre partones (inicial y final) en sub-procesos duros, evolución de jets con interferencia gluónica suave vía ordenamiento angular, evolución hacia atrás de los partones del estado inicial, incluyendo interferencia y correlaciones azimutales dentro y entre jets, debido a interferencia.

4.4.2 Simulación del Detector

El programa de simulación Monte Carlo usado en DØ está basado en el paquete GEANT[61], desarrollado en el CERN. Este paquete es una herramienta para simular detectores, especificando volúmenes de distintos materiales. También provee una estructura para transportar partículas a través de estos volúmenes, incluyendo los procesos de interacción involucrados.

La simulación de los calorímetros incluye el conjunto completo de soportes y módulos individuales. Sin embargo, la estructura de placas absorbentes y argón líquido se reemplaza por un material imaginario con un peso atómico efectivo adecuado. Se simula la segmentación real, y se agregan las fluctuaciones de muestreo luego de la lluvia para cada traza. También se incluye la respuesta hadrón-electrón apropiada. Las lluvias electromagnéticas evolucionan hasta que la energía de las partículas alcanzan los 200 MeV. Por debajo de este umbral, las energías son estimadas por medio de parametrizaciones. Los depósitos de energía en las celdas del calorímetro se suman para todas las partículas. Finalmente, se agrega ruido.

Biblioteca de Lluvias

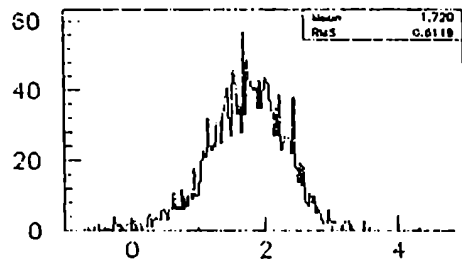
La simulación Monte Carlo completa de lluvias hadrónicas, aunque deseable para una evaluación realista del funcionamiento del detector, consume una cantidad muy grande de tiempo de computación. En particular, los eventos con jets de alto momento transversal son los que toman más tiempo. El método de la biblioteca de lluvias[62, 63] consiste en usar solamente una vez el detector completo y la simulación de las lluvias de partículas dentro del mismo. De esta manera, se construye una biblioteca de lluvias para cada tipo de partícula, la cual puede ser utilizada en posteriores simulaciones, con un gran aumento en la velocidad de procesamiento.

Obviamente, no es posible almacenar un número infinito de lluvias en la biblioteca para asociar con cada partícula generada. Por lo tanto, es necesario definir un conjunto de parámetros de los que la lluvia depende. El vértice- z , η , E_T , el tipo de partícula y el ángulo φ son las variables a ser cuantizadas, de manera de guardar una lluvia por cada intervalo del espacio de fases definido por estas cantidades. La identidad de la partícula puede ser electromagnética (e^- , e^+ , γ , π^0 , η), muónica o hadrónica.

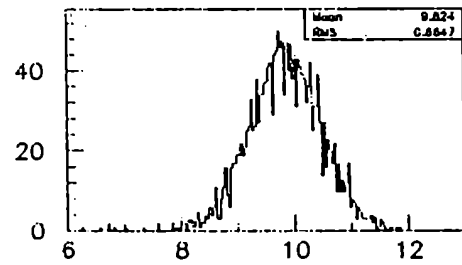
El acuerdo entre la biblioteca de lluvias y la simulación completa usando GEANT es notable[62]. En la actualidad, la biblioteca contiene más de 1.3 millones de trazas de una partícula.

Biblioteca de Partículas del Haz de Prueba

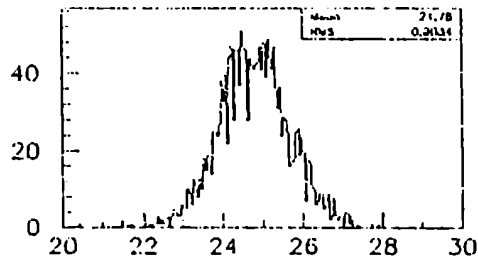
Los datos del haz de prueba ofrecen una alternativa a la biblioteca de lluvias basada en la simulación Monte Carlo. DØ desarrolló una biblioteca de partículas[65] basada en datos del haz de prueba, la cual provee información sobre lluvias de electrones y piones reales que atraviesan el calorímetro con energías en el rango 2 – 150 GeV. La Figura 4.1 muestra la distribución de energía de electrones del haz de prueba que inciden con energía entre 2 y 150 GeV. La Figura 4.2 contiene la misma información para hadrones. El valor medio de las distribuciones provee una estimación de la respuesta en energía si se compara con la energía de la partícula incidente. Los anchos de las distribuciones son una estimación de la resolución en energía del calorímetro.



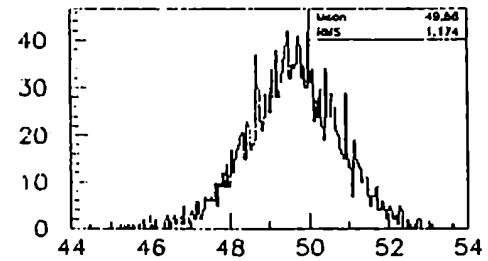
Energy Distrib. for 2 GeV electrons



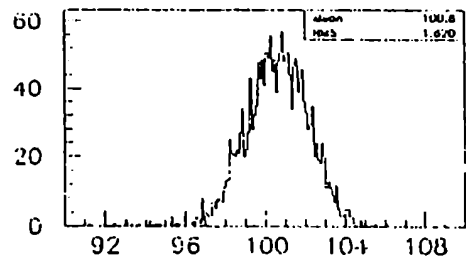
Energy Distrib. for 10 GeV electrons



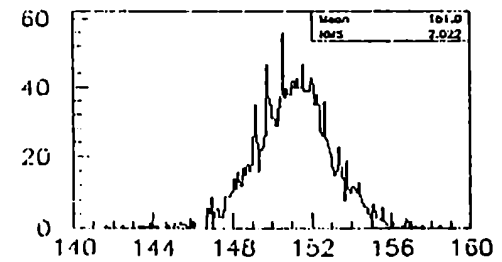
Energy Distrib. for 25 GeV electrons



Energy Distrib. for 50 GeV electrons



Energy Distrib. for 100 GeV electrons



Energy Distrib. for 150 GeV electrons

Figura 4.1: Distribuciones de energía para electrones monoenergéticos incidentes (datos del haz de prueba).

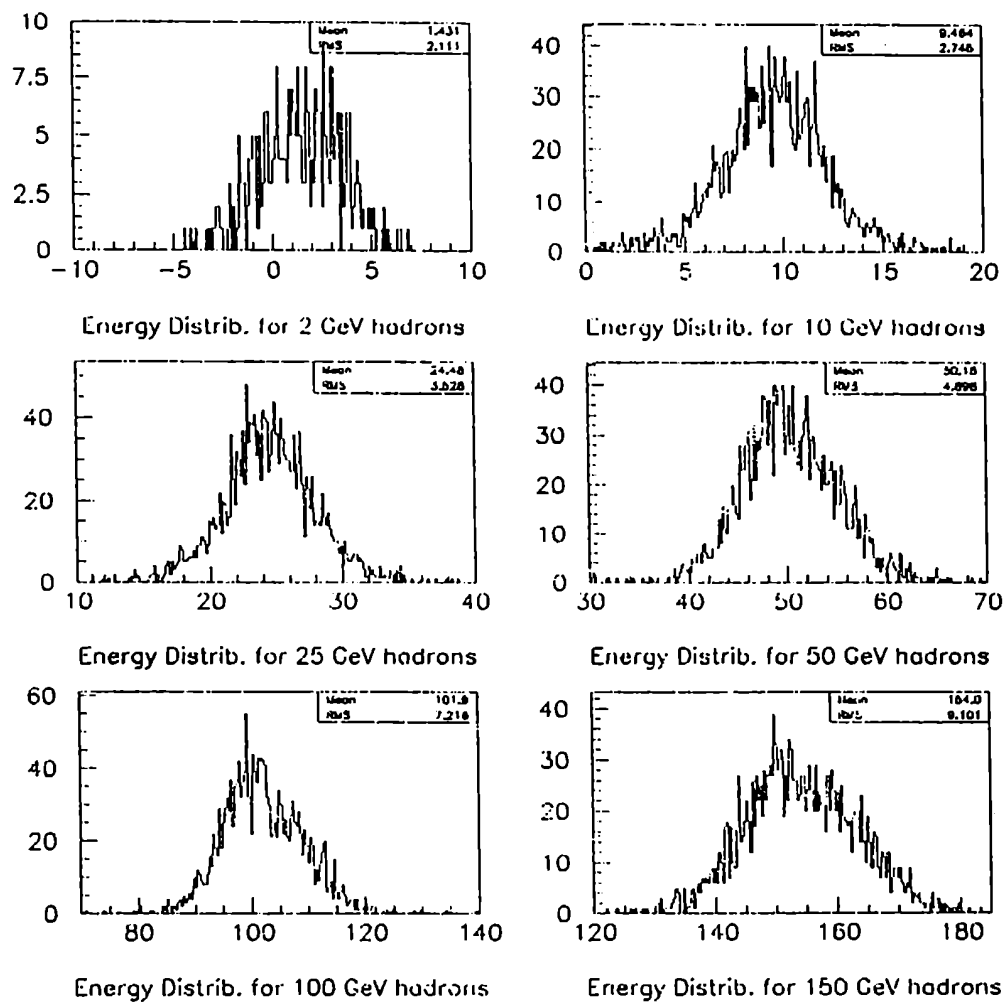


Figura 4.2: Distribuciones de energía para hadrones monoenergéticos incidentes (datos del haz de prueba).

La información de la biblioteca de partículas está escaleada en energía y rotada en el espacio para simular toda condición posible para una partícula que penetra en los calorímetros. Es posible simular jets reconstruidos usando la información correspondiente a sus partículas constituyentes.

4.4.3 El Paquete de Reconstrucción PJET

PJET[64] es el paquete de reconstrucción de jets desarrollado en DØ para ser usado en estudios de simulación Monte Carlo. La idea es aplicar un algoritmo de reconstrucción de jets a nivel partónico de manera de reconstruir “Jets Partónicos generados”. Esta definición es similar a las usadas en predicciones teóricas como EKS e incluyen todos los partones provenientes de la emisión de gluones por parte de los estados iniciales y finales. El mismo algoritmo se puede utilizar para identificar “Jets de Partículas generados”, después del proceso de hadronización y antes de la lluvia adentro del calorímetro.

El programa usa un algoritmo de cono fijo cuyos parámetros básicos son la medida del cono R en el espacio $\eta - \varphi$ y la energía transversa mínima, E_T^{min} , de un jet. Los pasos que sigue PJET en el proceso de reconstrucción son los siguientes:

1. Los partones o partículas se ordenan en E_T .
2. El/La partón/partícula de mayor E_T se usa como centro de un cono de radio R . Todos/as los/as partones/partículas dentro del cono forman un candidato a jet.
3. Los/as partones/partículas que forman el candidato a jet se eliminan de la lista de partones/partículas disponibles.

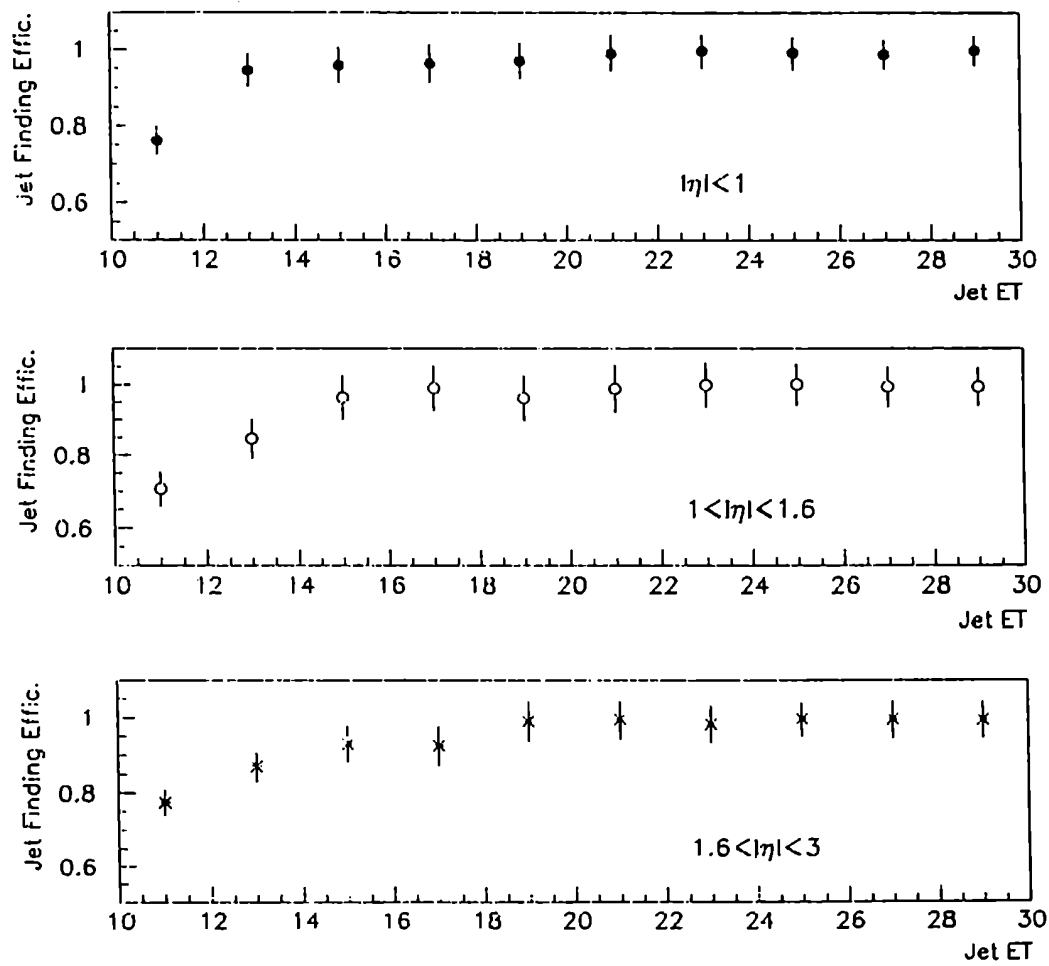


Figura 4.3: Eficiencia de identificación de jets para el algoritmo de cono fijo con $R = 0.7$ (simulación HERWIG).

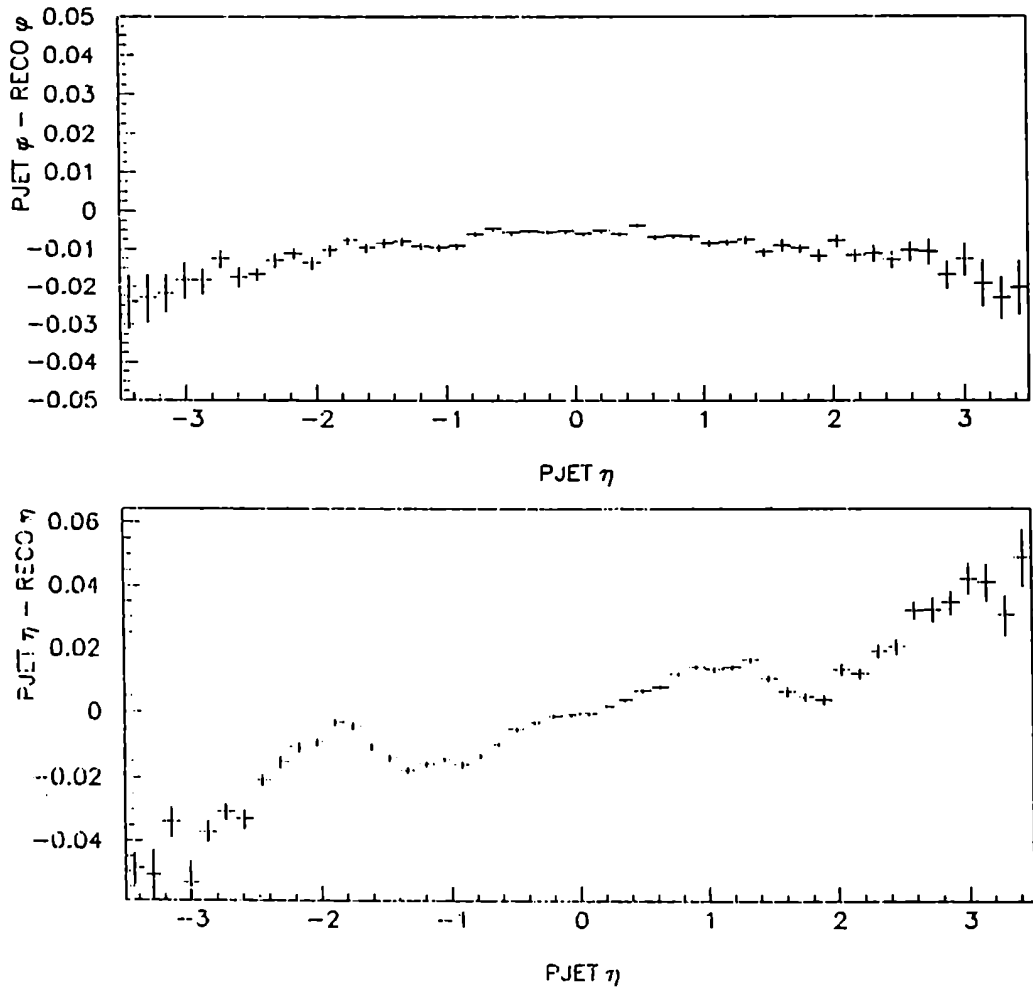


Figura 4.4: Corrimientos en los η y φ reconstruidos como función de la pseudo-rapidez del jet (eventos HERWIG).

El capítulo 6 tratará, en más detalle, temas como la escala de energía de jets, corrimientos en la reconstrucción de la posición, y resolución en energía y posición.

Capítulo 5

Selección de la Muestra

5.1 Introducción

Durante el run 1A, el acelerador producía colisiones $p\bar{p}$ en ciclos de 20 horas. Cada período activo corresponde a una tanda de protones y anti-protones rotando en sentidos opuestos, la cual se da por terminada periódicamente debido a que la degradación del haz, daría lugar a una luminosidad muy baja. El período entre tandas se usa para preparar una nueva y calibrar los detectores. Durante el período activo, los datos se agrupan en runs o conjuntos de eventos consecutivos tomados bajo las mismas condiciones de detección. Cada vez que se alcanza un número fijo de eventos o bien si se desean cambiar las condiciones de detección, el run se da por terminado y se comienza uno nuevo.

La selección de los eventos de jets empieza a nivel de trigger. Si los eventos pasan los triggers de jets, entonces son aceptados; se leen todos los canales del detector y los datos son grabados en cinta. La versión del programa de reconstrucción usada en el análisis presentado en este trabajo es **RECO-V10**. Además de las condiciones de trigger, los datos han sido seleccionados mediante un conjunto de cortes offline cuya función es eliminar el ruido y los eventos con-

taminantes. Este capítulo describe el proceso de selección de jets para la medición de la sección eficaz.

5.2 Triggers de Jets

Una colisión $p\bar{p}$ no-difrativa es una interacción inelástica que resulta en la descomposición de los hadrones entrantes en sus componentes partónicos. Los eventos de interés para la medición de la sección eficaz inclusiva de jets son los que resultan de un proceso de scattering partón-partón, cuya manifestación es la producción de jets.

Además de identificar los eventos de jets, los triggers regulan la frecuencia de eventos como función de E_T y η , de manera de evitar que se sature el ancho de banda y obtener buena estadística en todo el espectro de interés.

Para la selección de eventos de jets, se utilizan tres niveles del sistema de triggers de DØ.

- El Nivel Ø(LØ) de trigger distingue eventos no-difrativos de eventos difrativos simples o colisiones suaves. La muestra que resulta de esta selección preliminar se denomina muestra MINIMAMENTE INFLUENCIADA (MB). El detector de nivel Ø se usa también para determinar el vértice de la interacción primaria sobre la dirección del haz, midiendo el tiempo de arribo de las partículas de los jets de haz. A LØ, y en todos los triggers excepto el de umbral más alto, se aplica un corte en el vértice- z . Este requerimiento, expresado como LØ ($|z| < 10.5$ cm), reduce la frecuencia del trigger por un factor de 3 – 4 y selecciona eventos que son mejor medidos por los calorímetros pseudo-proyectivos.

- El Nivel 1 (L1) es un trigger de hardware que identifica candidatos a eventos de jets, los cuales son reconstruidos y analizados por el próximo nivel de trigger. A L1, la E_T de una torre de trigger se calcula como:

$$E_T = \sum_i [E_T^{EM}(i) + E_T^{FH}(i)] ,$$

donde la suma se realiza sobre todas las celdas EM y FH dentro de la torre i . En el run 1A, la instrumentación del trigger llegó hasta $|\eta| < 3.2$. Un evento de jet dispara el nivel 1 si se cumple la condición $JT(n, e)$. Es decir; los eventos deben contener al menos n torres de trigger con E_T por encima del umbral e . El L1 no introduce tiempo muerto ya que la decisión se toma dentro del período de $3.5 \mu s$ entre cruces.

- El filtro de Level 2 (L2) realiza una reconstrucción rápida de eventos de las regiones adyacentes a las torres de trigger de L1 del calorímetro. El algoritmo de jets usa un cono de $r = 0.7$ y los jets se reconstruyen una sola vez, sin iteraciones o procesos de separación-combinación. El evento pasa el L2 si se satisface la condición $L2JT(n, e, r)$, donde n es el número de jets con E_T mayor que el umbral e y r es el radio del cono. El tiempo de computación es de alrededor de 200 ms.

Debido a que la disponibilidad de computadoras y espacio de almacenaje es limitado, la frecuencia de eventos escritos en cinta se limitó a 2 Hz. Sólo una fracción de este ancho de banda se dedicó a los triggers de jets. Como consecuencia, los triggers de frecuencia más alta fueron escaleados fuertemente. La Tabla 5.1 describe los triggers de jets usados en la medición de la sección eficaz inclusiva de jets.

Tabla 5.1: Descripción de los triggers de jets. El vértice- z está dado en cm y los umbrales E_T en GeV. El corte en el vértice- z no siempre se aplica en JET_HIGH.

Nombre del Trigg.	Nivel \emptyset	Nivel 1	Nivel 2	escaleo
JET_MIN	MB-L \emptyset (10.5)	JT(1, 3)	L2JT(1, 20)	sí
JET_LOW	MB-L \emptyset (10.5)	JT(1, 7)	L2JT(1, 30)	sí
JET_MEDIUM	MB-L \emptyset (10.5)	JT(2, 7)	L2JT(1, 50)	sí
JET_HIGH	MB-L \emptyset (10.5)	JT(3, 7)	L2JT(1, 85)	sí
JET_MAX	MB	JT(4, 5)	L2JT(1, 115)	no

5.3 Medición de la Luminosidad

La luminosidad integrada L se obtiene integrando la luminosidad instantánea sobre un dado período de tiempo. Para el run 1A, esta cantidad se expresa:

$$L = \int^{\text{run 1A}} \mathcal{L} dt .$$

La luminosidad en D \emptyset se obtiene midiendo la frecuencia de las colisiones inelásticas no-difractivas. Los eventos se seleccionan requiriendo una coincidencia a nivel \emptyset con $|z| < 97$ cm. Un grupo de contadores cuentan los cruces en el que el detector está activo, así como las coincidencias que satisfacen el corte en el vértice. Los contadores brindan la posibilidad de medir la luminosidad independientemente para cada paquete de protones y anti-protones, complementando la información provista por los operadores del acelerador.

La sección eficaz efectiva para eventos no-difractivos a $\sqrt{s} = 1.8$ TeV se determina a partir de una combinación de resultados publicados por los experimentos E710 y CDF [66, 67, 68, 69]. La luminosidad integrada se obtiene como:

$$L(i) = \frac{N(i)}{\sigma_{lum}} ,$$

donde $N(i)$ es el número de eventos no-difrativos acumulados por los contadores durante el run i ; o bien el número de eventos MB, si no existiera información de los contadores para dicho run. La luminosidad total integrada para el run 1A es la suma sobre todos los runs tomados en ese período. Esta cantidad debe ser corregida de manera de tener en cuenta la aceptación del detector, la contaminación en el haz, los eventos de interacción múltiple y el tiempo muerto del detector.

Una de las mayores fuentes de tiempo muerto se relaciona con el acelerador Main Ring, el cual pasa a través del sistema de muones y los módulos CH del calorímetro. Cuando un paquete de p 's o \bar{p} 's de 8 GeV se inyectan en el Main Ring, se producen pérdidas durante los primeros 0.1 – 0.5 sec. Estos eventos engañan a los triggers del calorímetro. Para evitar esta contaminación, se implementa un proceso conocido como blanking [70]. Cada vez que un paquete de protones es transferido al MR, se suspende la toma de datos por 0.1 – 0.5 s, lo que resulta en un tiempo muerto del 17%. Además, los eventos son vetados (microblanking) si el haz del MR pasa por DØ en coincidencia con el haz del Tevatrón. Esto introduce un tiempo muerto extra del 7 – 9 %. Otras fuentes importantes de tiempo muerto son los problemas en el sistema de adquisición de datos y el alto voltaje.

Durante el run 1A, DØ grabó un total de 14.9 pb^{-1} de los 27.7 pb^{-1} provistos por el acelerador (ver Figura 5.1). Por lo tanto, la eficiencia fue del 54%, con un error del 12% debido en su mayor parte a la incerteza en σ_{lum} [71, 44].

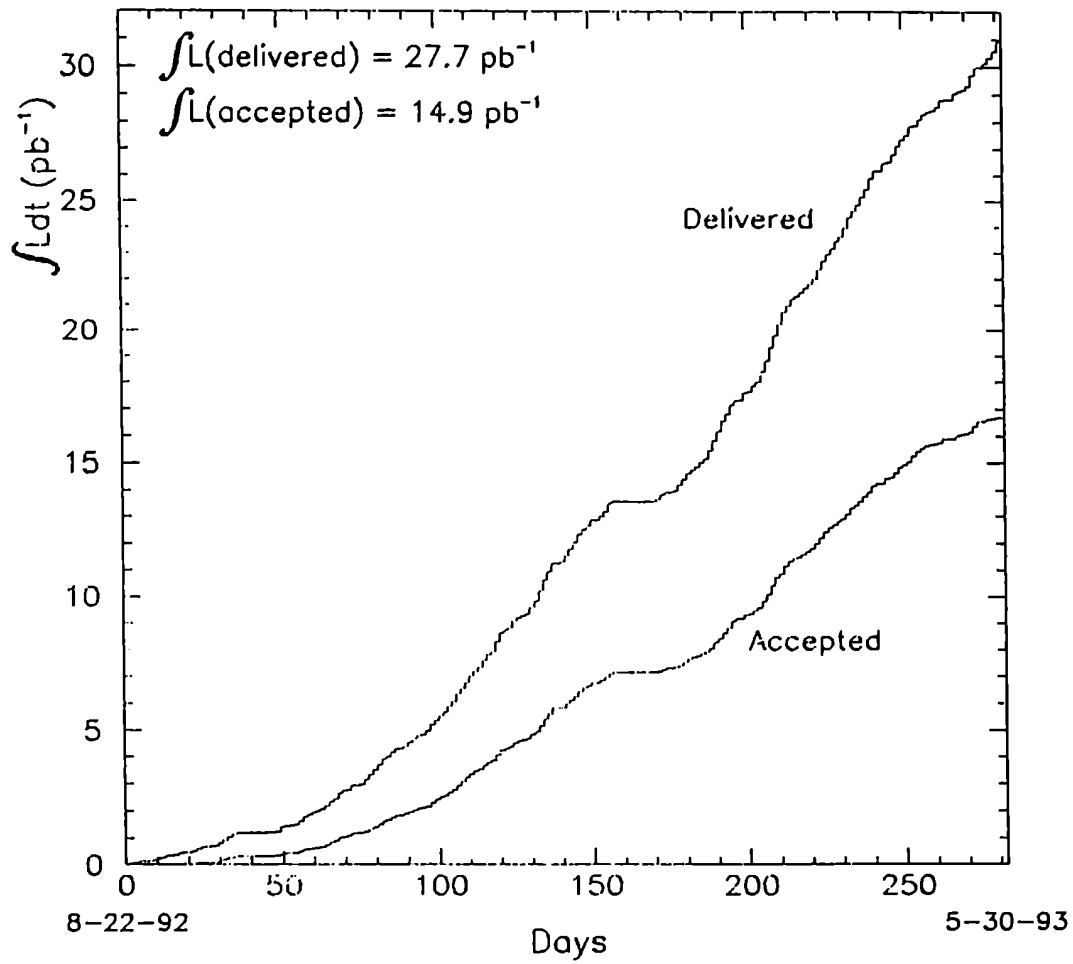


Figura 5.1: Luminosidad integrada provista por el acelerador y grabada por DØ durante el run 1A.

Luminosidad Efectiva de Triggers

La luminosidad $L(i)$ debe ser corregida sólo para aquellos eventos que son aceptados. Para cada run i y trigger j , la luminosidad efectiva se define como:

$$L_j^{eff}(i) = \frac{L(i) \times Z_j(i)}{P_j(i)},$$

donde Z_j es la fracción de eventos que pasan la condición requerida en el $L\emptyset(z)$ por el trigger j , y P_j es el factor de escaleo. Las luminosidades efectivas de los triggers de jets se detallan en la Tabla 5.2.

Tabla 5.2: Luminosidades efectivas de trigger para la muestra usada en la medición de la sección eficaz.

Nombre del Trigg.	Lum. Efec. (pb^{-1})
JET_MIN	0.00776 ± 0.00100
JET_LOW	0.735 ± 0.100
JET_MEDIUM	0.98 ± 0.13
JET_HIGH	7.65 ± 1.03
JET_MAX	13.1 ± 1.8

5.4 Selección de Jets

Un jet de buena calidad, o simplemente un jet bueno, es un objeto producido en una interacción partón-partón, el cual es identificado y reconstruido como un jet por el algoritmo de cono fijo. La Figura 5.2 ilustra un evento bueno y muy energético de tres jets. La existencia de deposiciones espúreas de energía en las celdas del calorímetro pueden imitar un jet o bien modificar uno bueno. A continuación se enumeran algunas de las fuentes más comunes de ruido en el calorímetro.

- **Fallas electrónicas** pueden hacer que un canal o grupo de canales cambien su respuesta. Este tipo de ruido se manifiesta con una gran cantidad de energía depositada en una celda o grupo de celdas.
- **Las lluvias de rayos cósmicos** también pueden dejar grandes cantidades de energía en los calorímetros e imitar jets. La Figura 5.3 muestra un evento de rayos cósmicos pasando a través del detector DØ.
- **Las pérdidas del acelerador** están usualmente relacionadas con actividad en el main ring. Estos eventos encienden vastas regiones del calorímetro, las que comúnmente imitan señales de jets. Las Figuras 5.4 y 5.5 ilustran este tipo de evento.

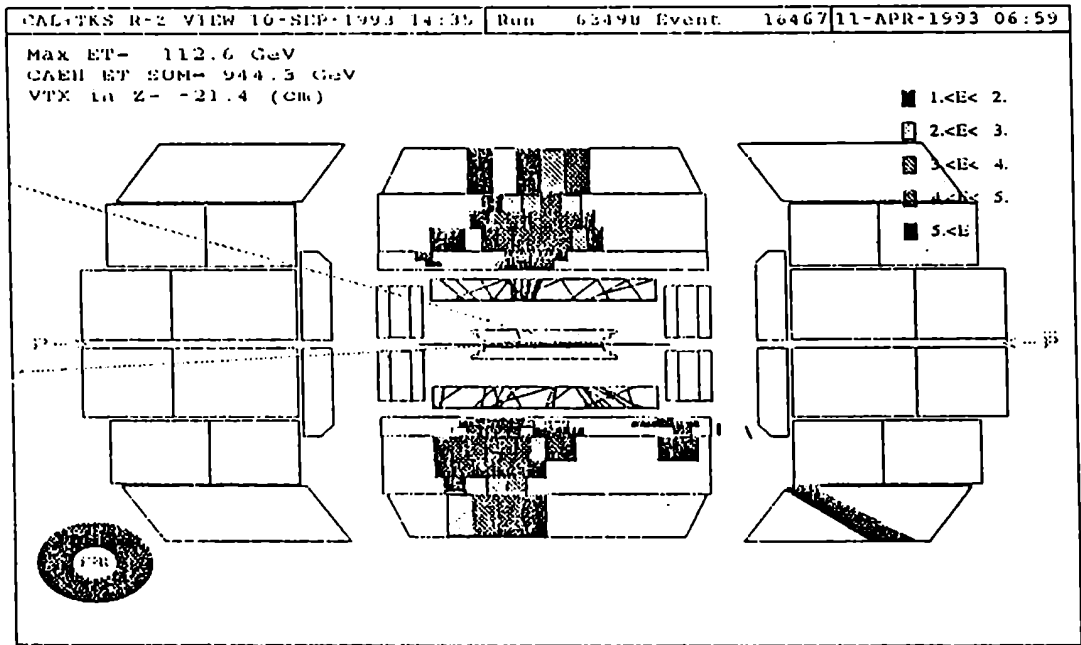


Figura 5.2: Evento de tres jets de mayor E_T observado en DØ durante el run 1A. Los dos jets más energéticos tienen E_T 's del orden de 450 GeV.

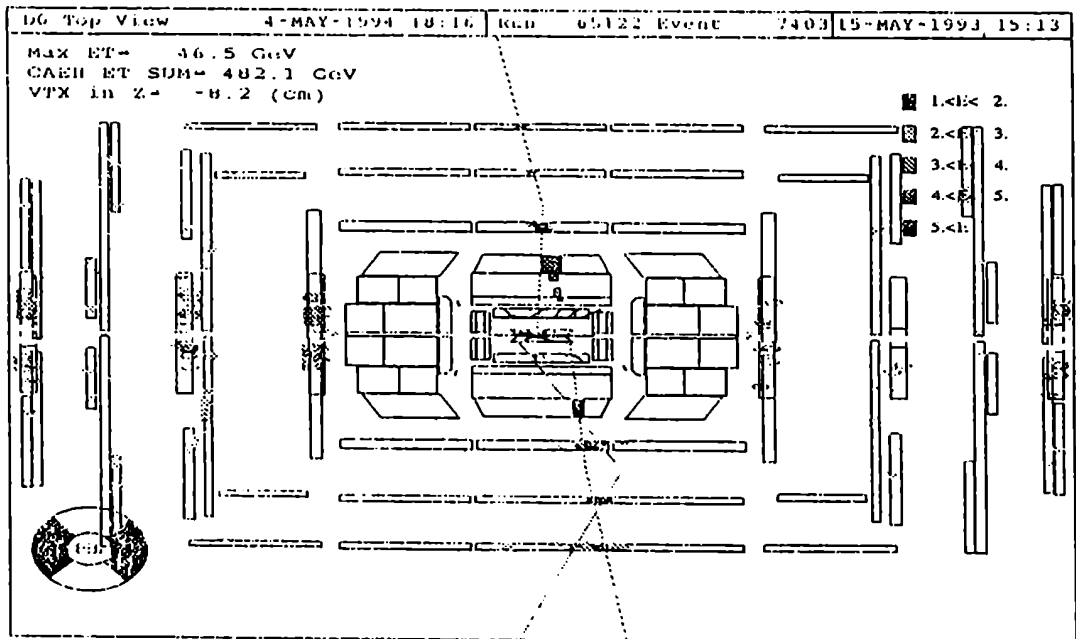


Figura 5.3: Las lluvias de rayos cósmicos penetran en el detector y depositan una gran cantidad de energía en los calorímetros.

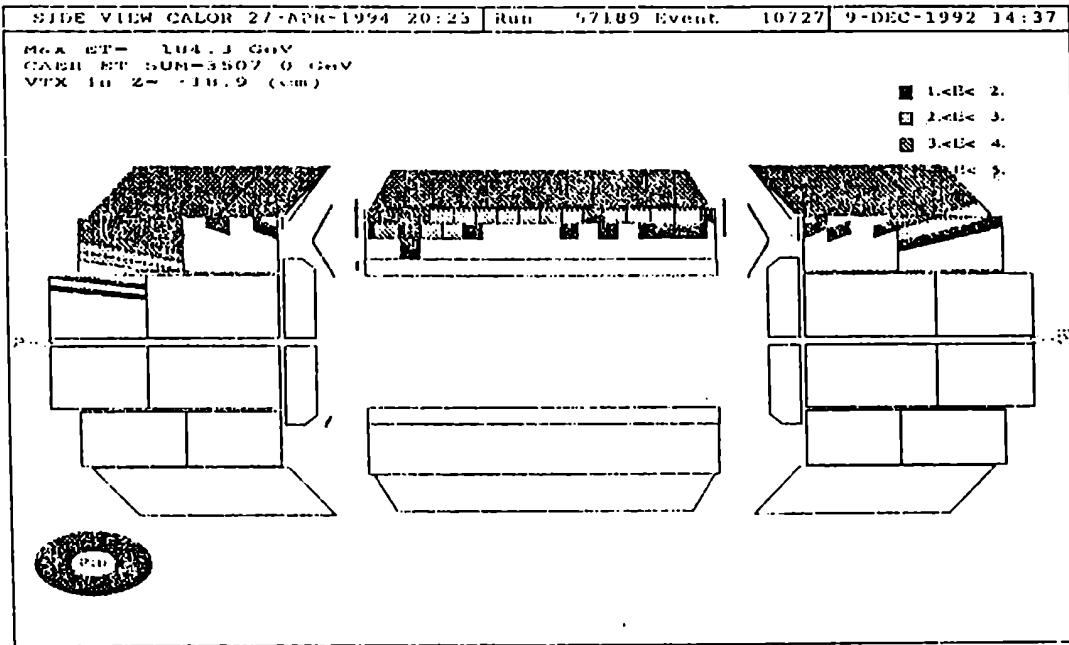


Figura 5.4: El acelerador main ring pasa a través de los módulos CH de los calorímetros de $D\emptyset$. Toda el área se enciende durante un evento de main ring.

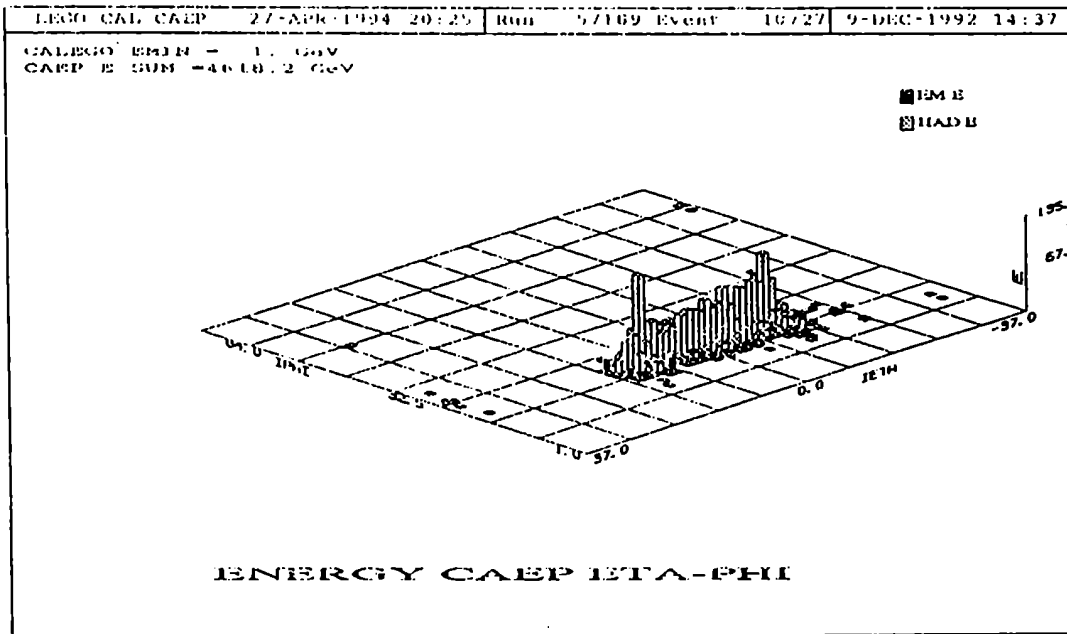


Figura 5.5: Este gráfico muestra claramente el efecto de un evento de main ring en los calorímetros. Se ve una gran cantidad de energía depositada en la dirección del main ring.

5.4.1 Variables de Selección de Jets

Para distinguir entre jets buenos y espúreos se utiliza un conjunto de variables asociadas al jet.

- La **Fracción Electromagnética (EMF)** del jet es la fracción de la energía transversa total depositada en las capas electromagnéticas de los calorímetros.
- La **Fracción Hadrónica gruesa (CHF)** es la fracción de la energía transversa total depositada en las capas hadrónicas gruesas de los calorímetros.
- La **Fracción de Celdas (HCF)** del jet es el cociente entre las energías de la segunda celda más energética y la más energética.

Las dos primeras variables son muy buenas para identificar jets espúreos reconstruidos a partir de celdas ruidosas. Una cantidad importante de los jets con EMF muy baja están formados por celdas ruidosas CH o FH. Si la EMF es muy alta, los jets están probablemente asociados con celdas ruidosas EM. La CHF se usa para identificar eventos de main ring que depositan grandes cantidades de energía en las celdas CH. La HCF es sensible a la forma del jet, o mejor dicho a la manera en que su energía se distribuye sobre las celdas del calorímetro. Mientras que la energía de un jet espúreo está casi siempre concentrada en una sola celda, la de uno bueno se distribuye sobre un número grande de celdas.

5.4.2 Distribuciones de las Variables de Selección

Distribuciones EMF

Las distribuciones EMF se muestran en la Figura 5.6 para tres regiones de pseudo-rapidez del detector, η_d , y dos rangos de E_T tomados de JET_LOW y JET_HIGH. Las formas de las distribuciones están obviamente correlacionadas con la geometría del detector. Por lo tanto, es importante distinguir entre la pseudo-rapidez física η y la pseudo-rapidez de detector η_d . La primera se mide respecto del vértice de interacción, y la segunda se determina con respecto al centro geométrico del detector. La η física se usa en los análisis físicos, pero las eficiencias y resoluciones dependen de η_d .

Las distribuciones EMF son funciones gaussianas anchas y levemente anti-simétricas en las regiones central ($|\eta| < 1$) y frontal ($2 < |\eta| < 3$), centradas en $\langle \text{EMF} \rangle = 0.45 - 0.65$ dependiendo de E_T y η_d . El valor medio de las distribuciones se mueve hacia el límite inferior al aumentar E_T . Esto quiere decir que los jets de más alta E_T tienden a depositar una fracción mayor de su energía en las capas hadrónicas. La contaminación de jets asociados con celdas ruidosas está mayormente confinada al rango $\text{EMF} < 0.05$ y $\text{EMF} > 0.95$. La distribución EMF no provee mucha información en la región entre criostatos pues el detector no tiene módulos EM en el rango $\eta_d \in [1.2, 1.4]$. En general, la cobertura EM es muy pobre en $1 < |\eta_d| < 1.6$. Como consecuencia, la distribución EMF está corrida hacia valores bajos en dicho rango, especialmente para jets de alta E_T . Además, el ruido de baja EMF se superpone con la distribución de jets buenos. Aunque la distribución de jets espúreos es constante como función de E_T , el cociente ruido/señal aumenta ya que el espectro cae muy rápidamente

como función de E_T .

Distribuciones HCF

Es de esperar que los jets resultantes de una interacción de scattering duro distribuyan su energía entre una número grande de celdas. Por lo tanto, es muy probable que un jet bueno deposite más del 90% de su energía en una sola celda. La Figura 5.7 muestra distribuciones HCF para diferentes rangos de E_T y η_d . Las señales de jets espúreos se hacen obvias por debajo de $HCF = 0.1$.

Distribuciones CHF

Algunos de los gráficos de la Figura 5.8 muestran grandes concentraciones de jets espúreos por encima de $CHF = 0.4$. Estas señales están asociadas con celdas hadrónicas ruidosas o eventos de main ring.

Distribuciones de Jets Espúreos

La Figura 5.9 muestra las distribuciones de jets espúreos, o sea aquellos tomados en ausencia de haz. En esta muestra, los jets son todos espúreos. El ruido está claramente localizado por debajo de 0.05 y por encima de 0.95 en la distribución EMF. La distribución HCF está concentrada en su mayor parte por debajo de 0.01.

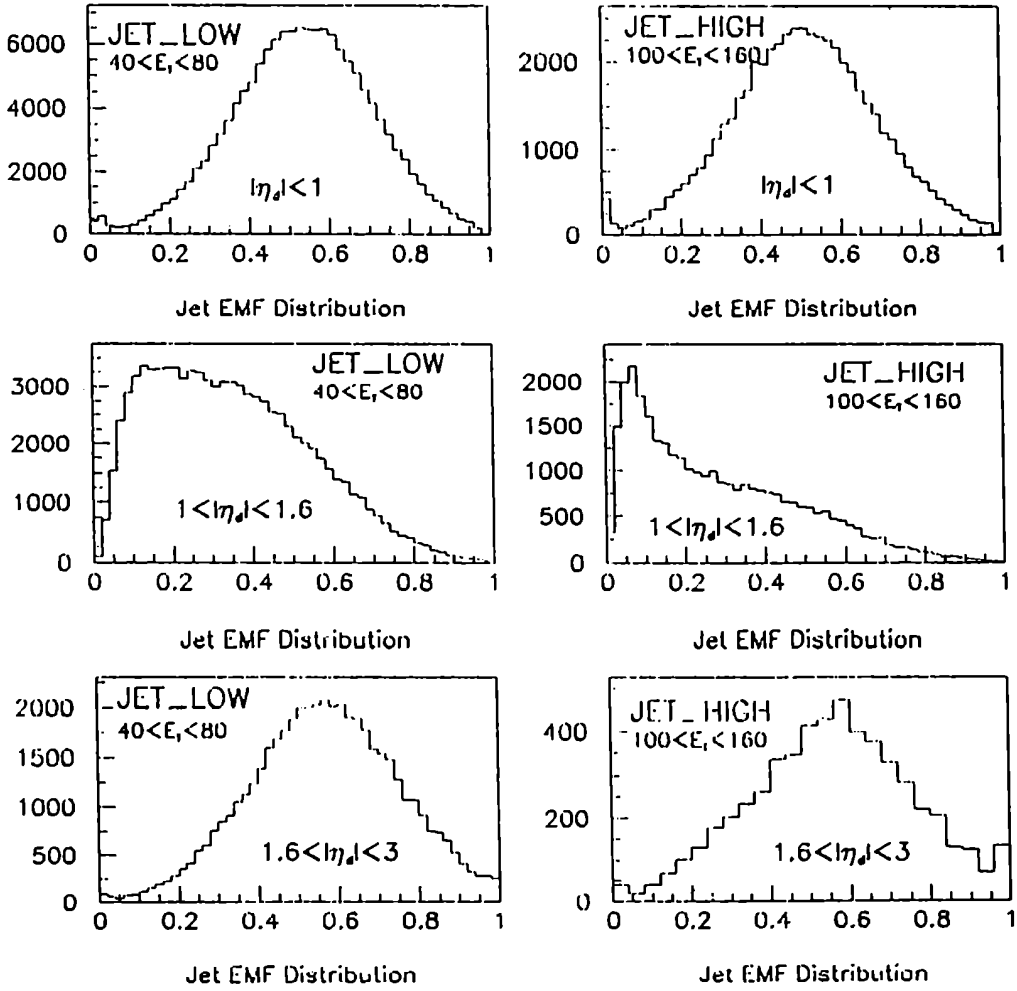


Figura 5.6: Distribuciones EMF de jets para distintos rangos de E_T y η_d .

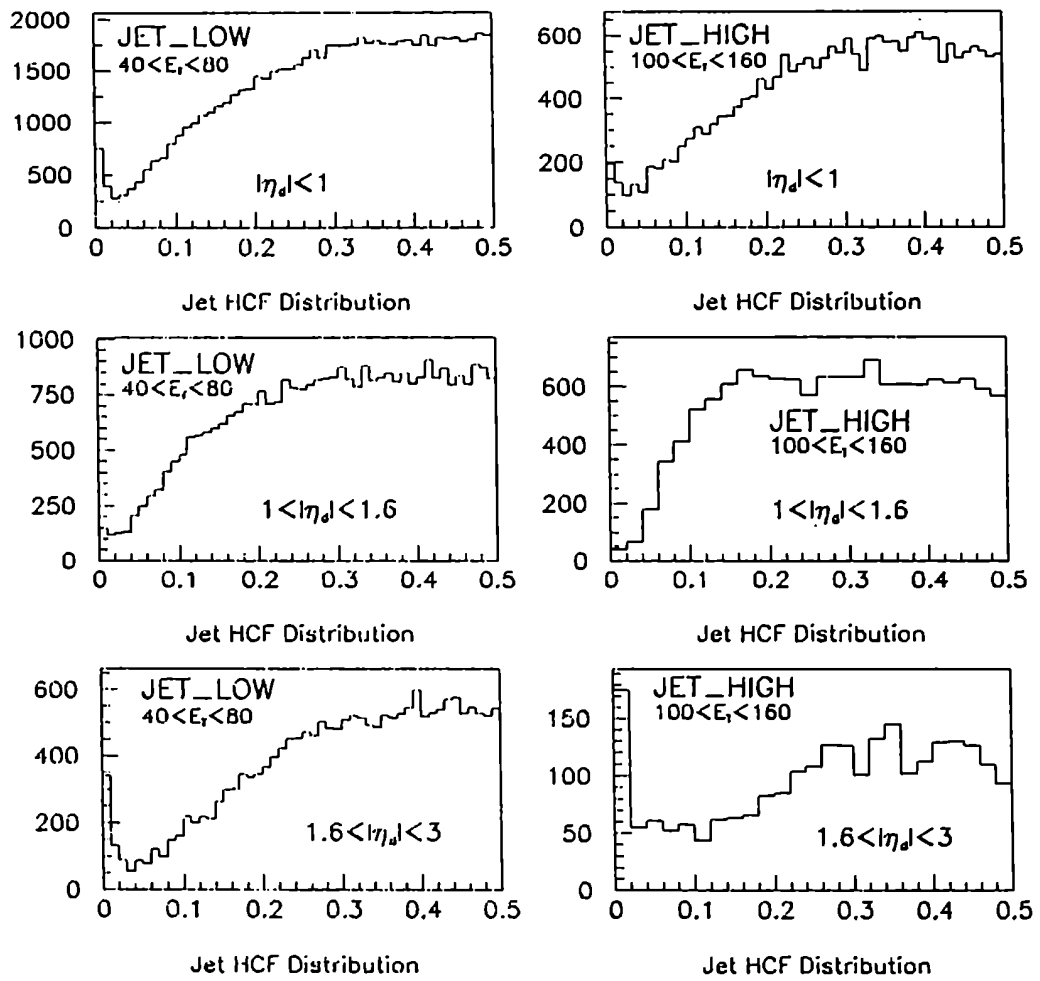


Figura 5.7: Distribuciones HCF de jets para distintos rangos de E_T y η_d .

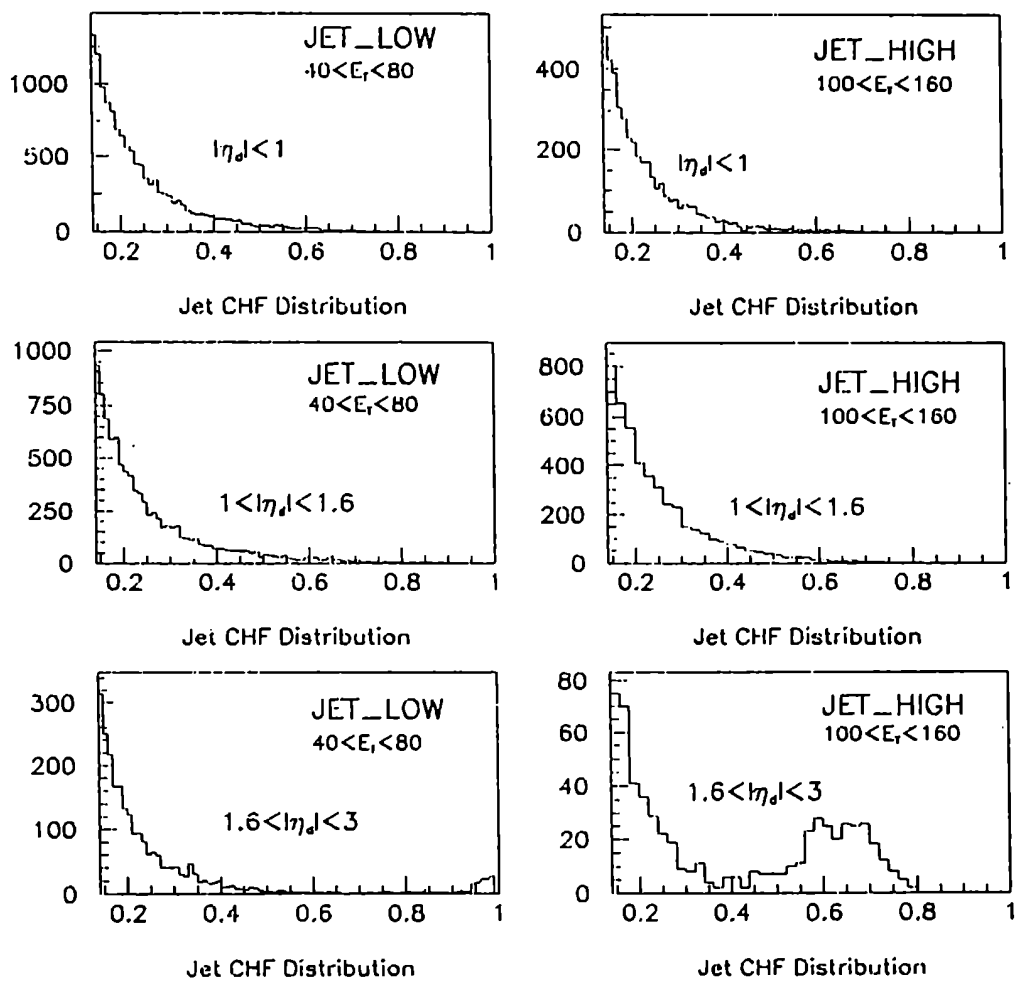


Figura 5.8: Distribuciones CHF de jets para distintos rangos de E_T y η_d .

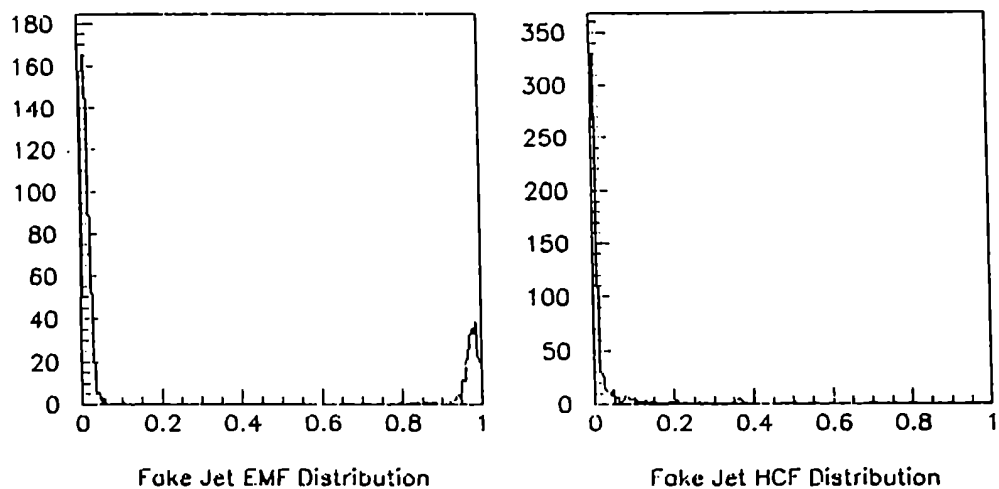


Figura 5.9: Distribuciones de jets espúreos asociados a runs de ruido.

5.4.3 Areas Ruidosas en el espacio $\eta_d - \varphi$

Los gráficos incluidos en las Figuras 5.10 – 5.13 ilustran la posición de los jets en el espacio $\eta_d - \varphi$. Estos mapas son útiles para evaluar la calidad general de los datos del calorímetro, localizar distintas fuentes de contaminación y detectar problemas de hardware. Las ocho distribuciones $\eta_d - \varphi$ corresponden a ocho rangos distintos de E_T alimentados con jets extraídos de los cinco triggers de jets.

Las dos líneas horizontales de alta densidad observadas en la región $|\eta_d| \in [1.2, 1.4]$ son efectos de calibración. Los calorímetros son calibrados usando datos del experimento de haz de prueba, los cuales proveen información que permite asociar un valor de energía con la señal electrónica de una celda. En la región entre crióstatos, la energía por cuenta ADC fue sobre-estimada, generándose un corrimiento artificial de la sección eficaz de jets hacia valores de más alta E_T . El

Tabla 5.3: Regiones ruidosas del calorímetro y sus coordenadas en el espacio $\eta_d - \varphi$.

Región	φ	η_d
1	(0, 0.2)	(0, 0.6)
2	(0.45, 0.55)	(0.6, 1)
3	(0.8, 1.3)	(1.8, 2.3)
4	(1.1, 1.5)	(-0.2, 0.3)
5	(2.8, 3)	(-1.5, -1)
6	(3.9, 4.1)	(-1, -0.8)
7	(4.3, 4.5)	(0.6, 1)
8	(4.7, 4.9)	(0.5, 0.9)
9	(4.7, 4.8)	(2.4, 2.6)
10	(5, 5.1)	(-0.4, -0.1)
11	(5, 5.1)	(0.7, 1)
12	(5.1, 5.5)	(-0.6, -0.2)

resultado es un incremento significativo en el espectro de E_T , el cual desaparece totalmente luego de aplicar la corrección de la escala de energía. La Figura 5.13 muestra actividad en el main ring a muy alta E_T , en forma de una gran concentración de jets espúreos en una ventana muy pequeña definida por $\varphi \in [1.65, 1.85]$ y $\eta_d \in [-1.4, 1.4]$.

Hay más de 10 regiones ruidosas adicionales que aparecen a diferentes energías. Estas regiones corresponden a celdas individuales o grupos de celdas con una respuesta inusualmente alta, las cuales son fácilmente confundibles con jets. Las coordenadas $\eta_d - \varphi$ de las regiones con densidades mayores de jets espúreos se incluyen en la Tabla 5.3, donde también se las enumera.

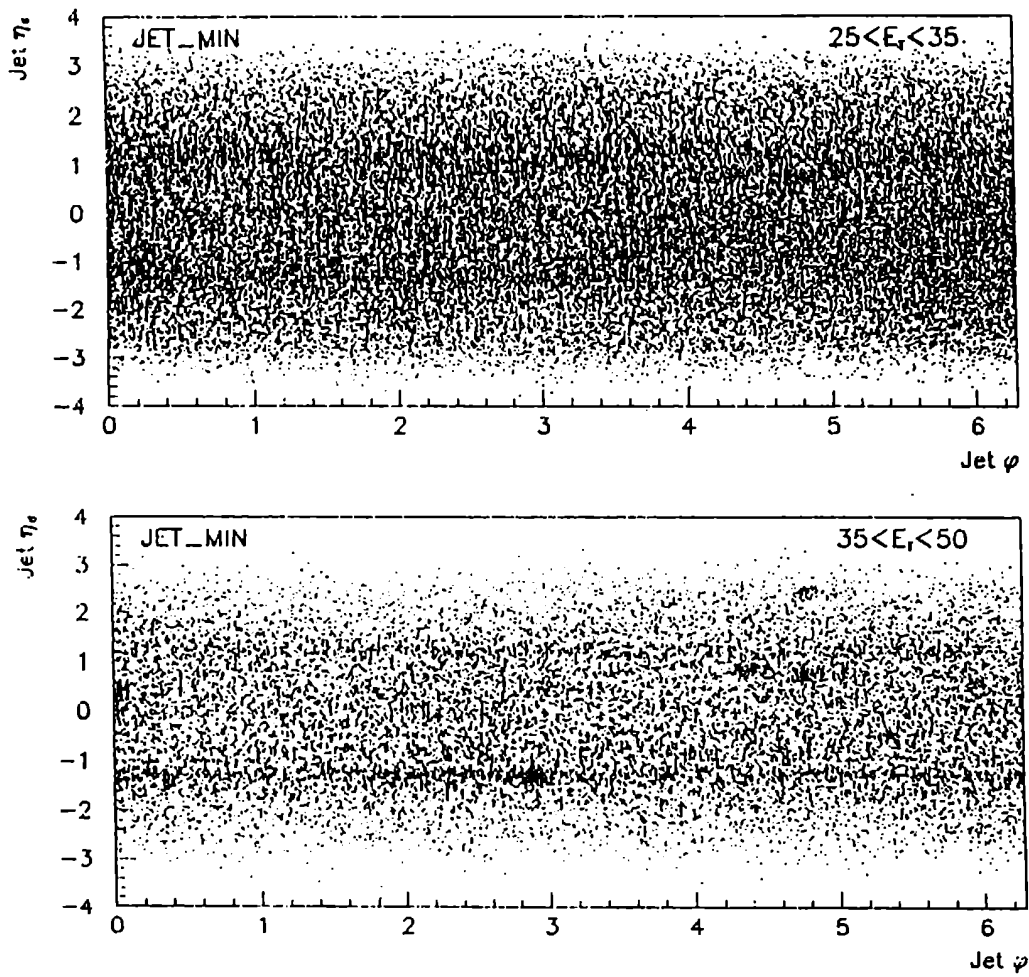


Figura 5.10: Distribuciones $\eta - \varphi$ de jets con $E_T \in [25, 35]$ GeV y $E_T \in [35, 50]$ GeV.

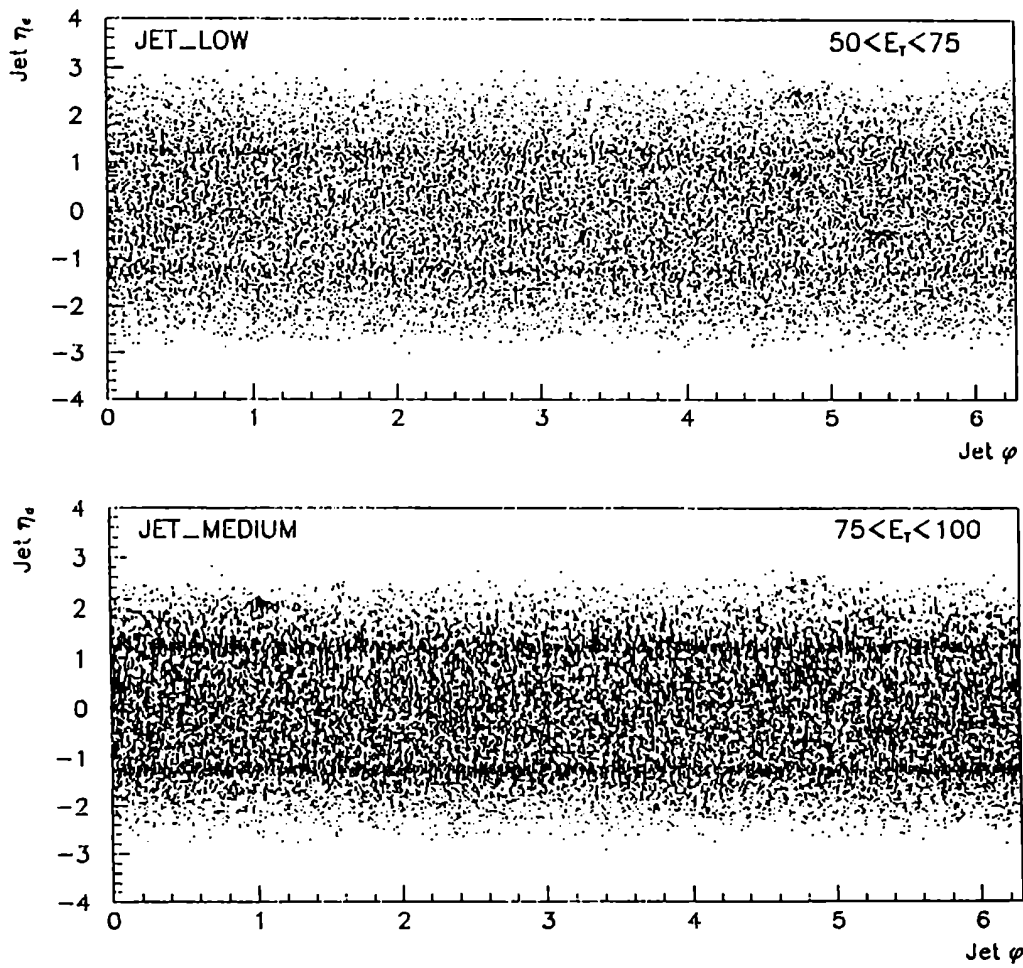


Figura 5.11: Distribuciones $\eta - \varphi$ de jets con $E_T \in [50, 75]$ GeV y $E_T \in [75, 100]$ GeV.

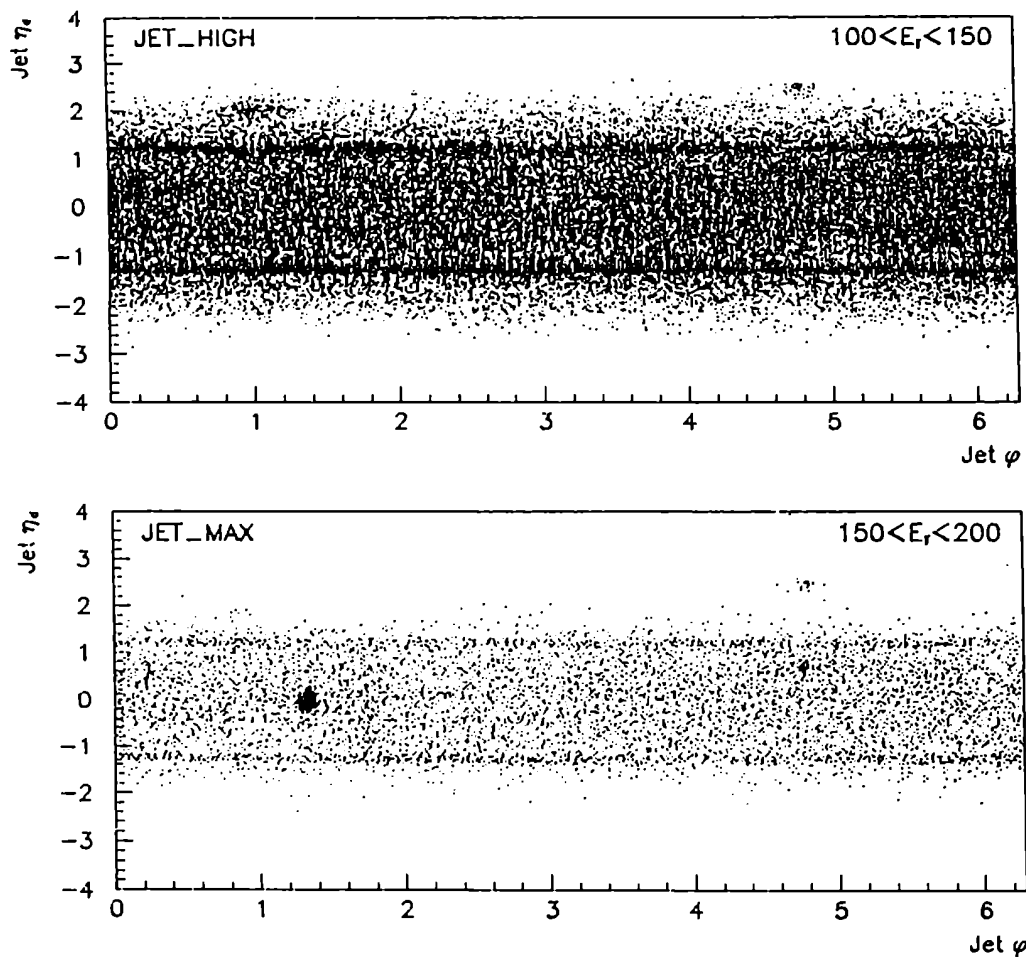


Figura 5.12: Distribuciones η - φ de jets con $E_T \in [100, 150]$ GeV y $E_T \in [150, 200]$ GeV.

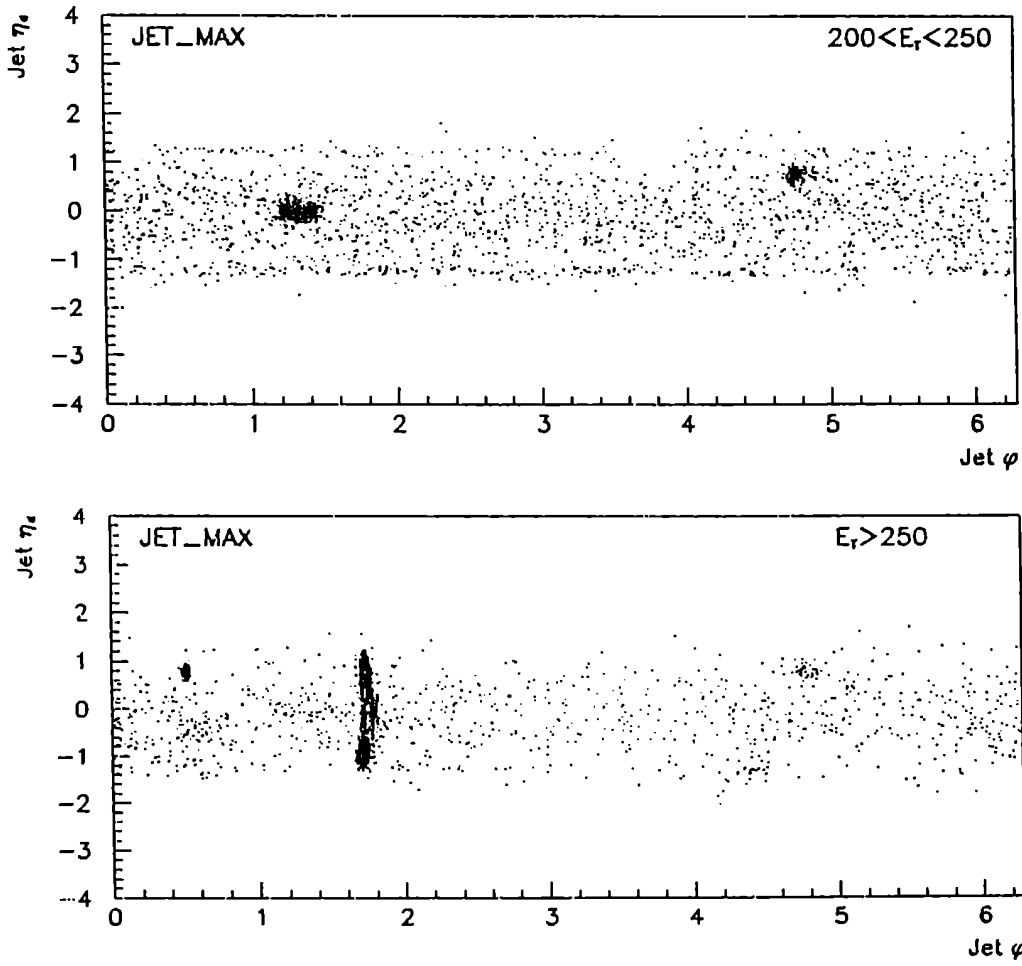


Figura 5.13: Distribuciones $\eta - \varphi$ de jets con $E_T \in [200, 250]$ GeV y $E_T > 250$ GeV.

5.4.4 Cortes Estándar de Jets

Para remover jets espúreos y contaminación, se aplican una serie de cortes a las variables previamente descritas, llamados cortes Estándar de Jets[72]. Estos cortes también eliminan fotones, los cuales son reconstruidos como jets electromagnéticos delgados. De cualquier manera, los fotones no constituyen un elemento de contaminación importante, ya que la sección eficaz inclusiva de fotones es tres órdenes de magnitud más pequeña que la sección eficaz inclusiva de jets. Los cortes estándar de jets están definidos por las relaciones:

$$\mathbf{EMF} \in [0.05, 0.95]$$

$$\mathbf{HCF} > 0.1$$

$$\mathbf{CHF} < 0.4$$

y se aplican siempre excepto en la región IC. Como esta área no tiene módulos EM, se elimina el umbral inferior del corte en EMF. Aunque el rechazo de ruido asociado con los cortes estándar es muy bueno, un grupo de eventos de jets espúreos de alta E_T , pasa los cortes debido a sus topologías poco comunes. La Figura 5.14 ilustra este punto. Las regiones ruidosas 8 y 9 sobreviven parcialmente los cortes estándar. Ambas áreas están asociadas con dos celdas ruidosas vecinas en los detectores de zona muerta. Las celdas forman un jet que tiene EMF distinta de cero, cuando se superpone con un jet real de baja E_T . En este caso, la CHF del jet es generalmente baja y HCF está cerca de uno, debido a que las dos celdas tienen respuestas similares. A veces, EMF fluctúa por encima de 0.05 y el jet pasa los tres cortes. El objeto tiene una E_T de aproximadamente 300 GeV y está localizado en la región 8.

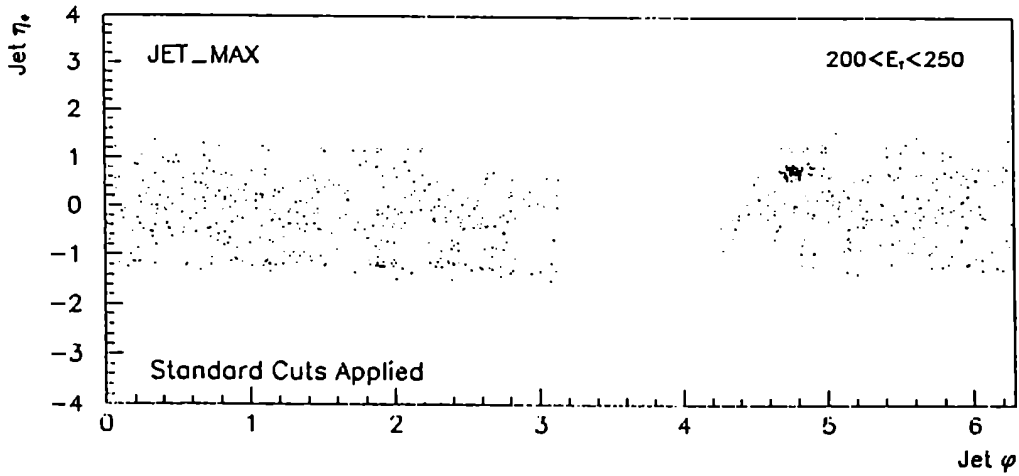


Figura 5.14: Gráfico $\eta_d - \phi$ de jets con $E_T \in [200, 250]$ GeV luego de aplicados los cortes estándar. Un grupo de jets espúrcos sobrevive los cortes en las regiones 8 y 9.

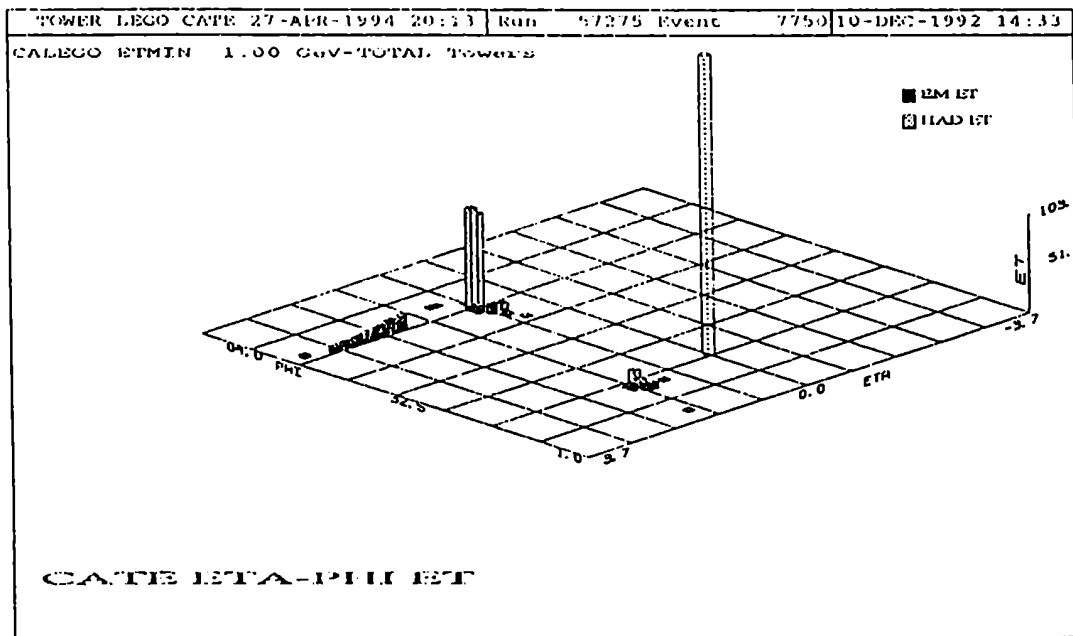


Figura 5.15: Eventos multijet típicos en las regiones 8 y 9. Dos celdas ruidosas contiguas en los detectores de zona muerta se superponen con un jet real de baja E_T . A veces, el objeto pasa los tres cortes estándar. Un grupo de celdas EM imita otro jet en la región 9. La columna más alta representa el \mathcal{N}_T del evento.

Además de las dos celdas ruidosas y el dijet real de baja E_T , hay un grupo de celdas EM con una E_T total de aproximadamente 150 GeV que forma jets espúreos en la región 9. La Figura 5.15 muestra un evento de este tipo, el cual es generalmente eliminado por el corte en EMF.

Corte en el \cancel{E}_T del Evento

Para eliminar lluvias de rayos cósmicos y otros eventos espúreos poco usuales, se introduce un corte basado en el \cancel{E}_T del evento. Por definición, este corte se aplica evento por evento y está basado en la conservación del momento en el plano transversal. No puede ser muy estricto pues las fluctuaciones en la energía del jet, debidas a zonas no instrumentadas, efectos out-of-cone y resolución, pueden contribuir a aumentar el \cancel{E}_T del evento. Por lo tanto, se pide que para cada evento se satisfaga la siguiente condición sobre la \cancel{E}_T y la E_T del jet líder, o sea el de mayor energía transversa en el evento:

$$R_{MTE} = \frac{\cancel{E}_T}{E_T^{jet}} < 0.7.$$

Esto es equivalente a pedir $1/R_{MTE} > 1.43$.

La Figura 5.17 (a) es un gráfico de la E_T del jet líder como función de $1/R_{MTE}$, en la cual la banda de ruido se observa claramente alrededor de $R_{MTE} = 1$. El histograma 5.17 (b) muestra que el umbral de 1.43 en la variable $1/R_{MTE}$ es suficientemente alto como para rechazar la mayor parte del ruido, conservando una eficiencia de señal muy alta. Este corte no es muy efectivo por encima de 200 GeV, ya que un número grande de eventos espúreos de la región 4 no son rechazados (see Figuras 5.17 (a),(c)). Esto no tiene importancia pues los cortes estándar y R_{MTE} son complementarios, como se observa en las Figuras 5.14 y

5.17 (c). El corte R_{MTE} rechaza los jets espúreos de las áreas 8 y 9, y el corte en HCF descontamina los eventos de dos jets que pueblan la región 4. Por ejemplo, la Figura 5.16 muestra un evento en el que el trigger es disparado por una celda FH ruidosa que se superpone con un jet bueno. Como el evento también contiene un dijet bueno de baja E_T , R_{MTE} está apenas por debajo del umbral, y el evento pasa el corte. En este caso, es el corte en HCF el que elimina el jet que contiene la celda ruidosa de alta E_T .

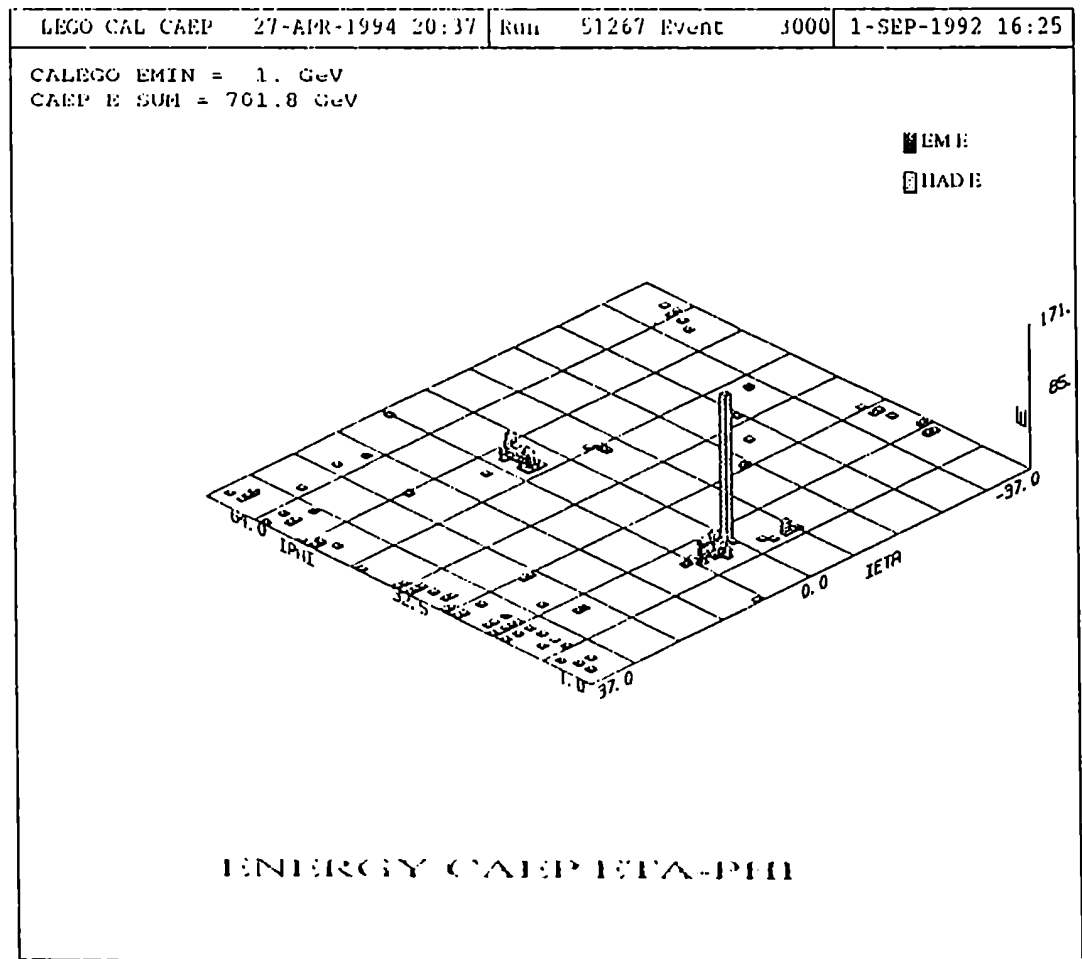


Figura 5.16: La mayor parte de los objetos espúreos que pueblan la región 4 están formados por una celda FH ruidosa superpuesta a un jet de baja E_T .

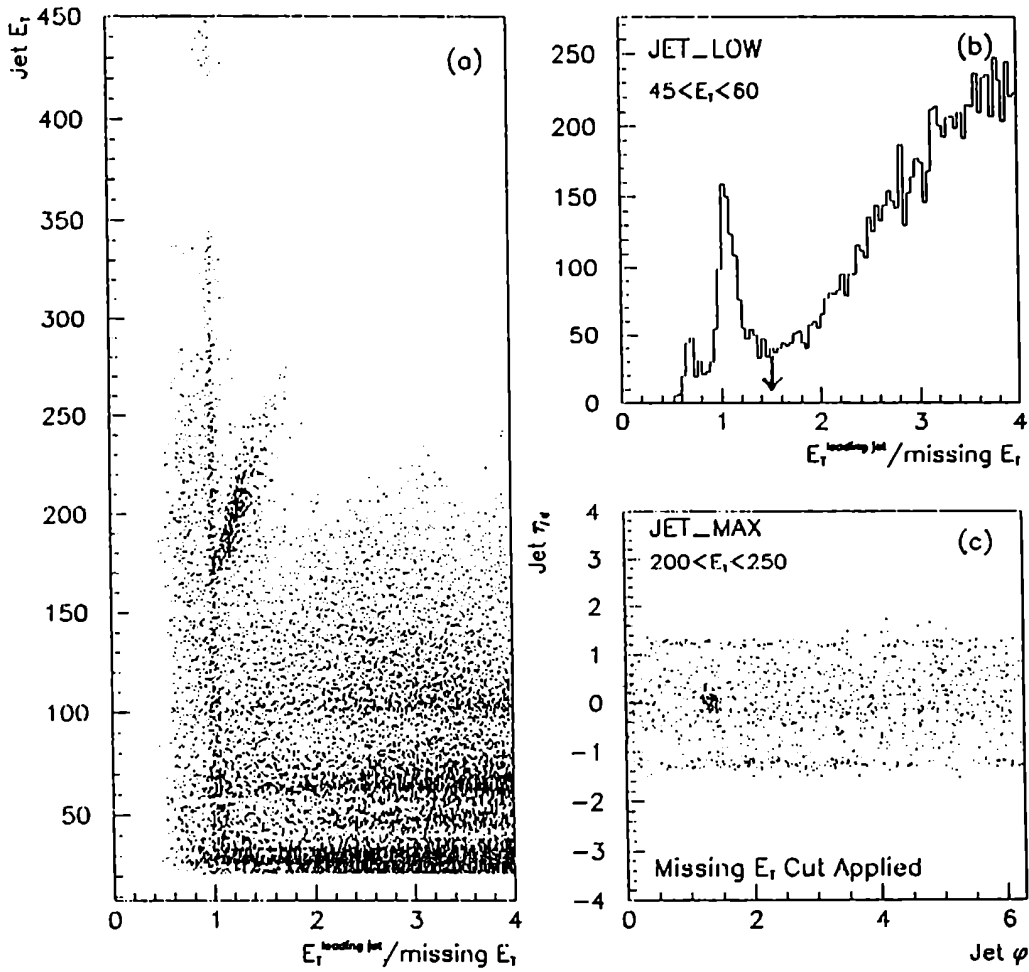


Figura 5.17: (a)- E_T del jet líder como función de $1/R_{MTE}$. (b)- distribución $1/R_{MTE}$ en el rango $E_T^{jet} \in [45, 50]$ GeV. (c)- Distribución $\eta_d - \phi$ para jets en el rango $E_T \in [200, 250]$ luego de aplicado el corte R_{MTE} .

5.5 Eliminación de Ruido

Un run fue eliminado de la lista de runs de buena calidad, si había alguna razón conocida que pudo afectar la calidad de los datos del calorímetro, o la determinación del vértice de interacción. Esto incluye problemas generales como pérdidas del acelerador, errores de configuración del alto voltaje aplicado a los detectores centrales o al calorímetro, y fallas en el sistema de trigger o de adquisición de datos.

Runs de Ruido

Si se toman datos en ausencia de los haces colisionantes, todos los jets reconstruidos resultan espúreos. Se tomaron algunos de estos runs de ruido para estudiar la eficiencia de los cortes para rechazar jets espúreos. Los cortes estándar eliminan el 99% de estos jets [72]. Sin embargo, ésta es sólo una estimación muy burda del rechazo de jets espúreos, pues el espectro de ruido en la muestra usada para la medición de la sección eficaz no está bien representada por los runs de ruido. Estos últimos sólo incluyen unos pocos miles de eventos tomados en un lapso muy corto.

Simulación Monte Carlo

Se utilizó una simulación Monte Carlo para investigar el efecto de las celdas ruidosas en la sección eficaz inclusiva de jets[73]. Una fracción de los eventos Monte Carlo fue modificada mediante la introducción de una celda ruidosa aleatoriamente ubicada en el espacio $\eta - \varphi$. Dicha celda puede modificar un jet existente o generar uno nuevo. Para colisiones reales $p\bar{p}$, el porcentaje de eventos buenos que

también contienen jets espúreos es de $\approx 15\%$, independientemente de la E_T del jet líder. Por lo tanto, el 15% de los eventos Monte Carlo con un jet líder de $E_T^{Min} > 8$ GeV fue modificado mediante el agregado de celdas ruidosas de $E_T > 2$ GeV, lo que resulta consistente con la sección eficaz estimada del ruido. Posteriormente, se aplicaron los cortes estándar sobre la muestra, observándose que la sección eficaz de jets modificada coincidía dentro del 1% con la sección eficaz no modificada, por debajo de 450 GeV.

Nivel de Ocupación de Jets en las Regiones Ruidosas

Los cortes anteriormente descritos rechazan la mayor de los jets espúreos. Sin embargo, un número pequeño de ellos permanece en la muestra. Para localizar y estimar el efecto de los runs que más contribuyen a la contaminación, aun después de aplicados los cortes, se desarrolló un método estadístico.

Una vez aplicados los cortes, se definió el nivel de ocupación de jets como:

$$x_i^{run} = \frac{N_i^{run}}{N_{tot}^{run}}$$

donde N_i^{run} es el número de jets en la región i del espacio $\eta_d - \varphi$ y N_{tot}^{run} es el número total de jets en la muestra. El error estadístico asociado con esta cantidad está dado por:

$$\Delta x_i^{run} = \frac{\sqrt{1 - \frac{N_i^{run}}{N_{tot}^{run}}}}{N_{tot}^{run}}.$$

Idealmente, si no hubiera contaminación en la muestra y el número de jets por run fuera infinito, x_i sería el mismo para todo run. En el mundo real, cada run se desvía del valor medio debido a fluctuaciones estadísticas y contaminación. Entonces, el nivel de ocupación de jets está representado por una distribución

gaussiana con un valor medio, μ_i , y una variancia, σ_i . La desviación significativa, definida como:

$$\lambda_i^{run} = \left(\frac{x_i^{run} - \mu_i}{\Delta x_i^{run}} \right)^2,$$

es independiente de las fluctuaciones estadísticas, siendo una cantidad muy útil para detectar runs que se desvían del valor medio debido a contaminación. Si no hubiera ruido en la muestra, λ_i^{run} sería una distribución angosta con un pico cerca de cero. El corrimiento de esta distribución hacia valores más altos se puede usar como una medida del nivel de contaminación del run en esa región. La Figura 5.18 (a) y (b) muestra las distribuciones x_i^{run} y λ_i^{run} en la región 8. La desviación significativa se grafica nuevamente en la Figura 5.18 (c) para $x_i > \mu_i + 2\sigma_i$. El proceso se repite en una región descontaminada, o región de control 8C, que tiene la misma área y valor medio x_i que la región 8. El resultado se ilustra en la Figura 5.18. De la comparación entre los gráficos (c) y (f), parece natural pensar que los runs con $\lambda_8 > 5$ todavía contienen ruido en la región 8.

Las condiciones $x_i > \mu_i + 2\sigma_i$ y $\lambda_i > 5$ se usan para generar una lista de runs ruidosos por cada región contaminada. Posteriormente, se obtiene la sección eficaz diferencial inclusiva de jets para las regiones de η central, intercriostática y frontal, redefinidas como CT: $|\eta| < 0.9$, IC: $1 < |\eta| < 2$ and FW: $2 < |\eta| < 3$, incluyendo y excluyendo los runs de las listas. Los datos desechados en este estudio totalizan entre 1 y 2 pb⁻¹, dependiendo del rango de pseudo-rapidez. En la Figura 5.19, se grafican los cocientes R_{CT} , R_{IC} , R_{FW} entre las secciones eficaces medidas a partir de la muestra descontaminada y la original. En todos los casos, se aplica sobre la muestra el conjunto de cortes de jets descrito en las secciones anteriores.

La contaminación que permanece en las regiones IC y FW es despreciable frente al error estadístico en las secciones eficaces. En la región CT, para E_T 's

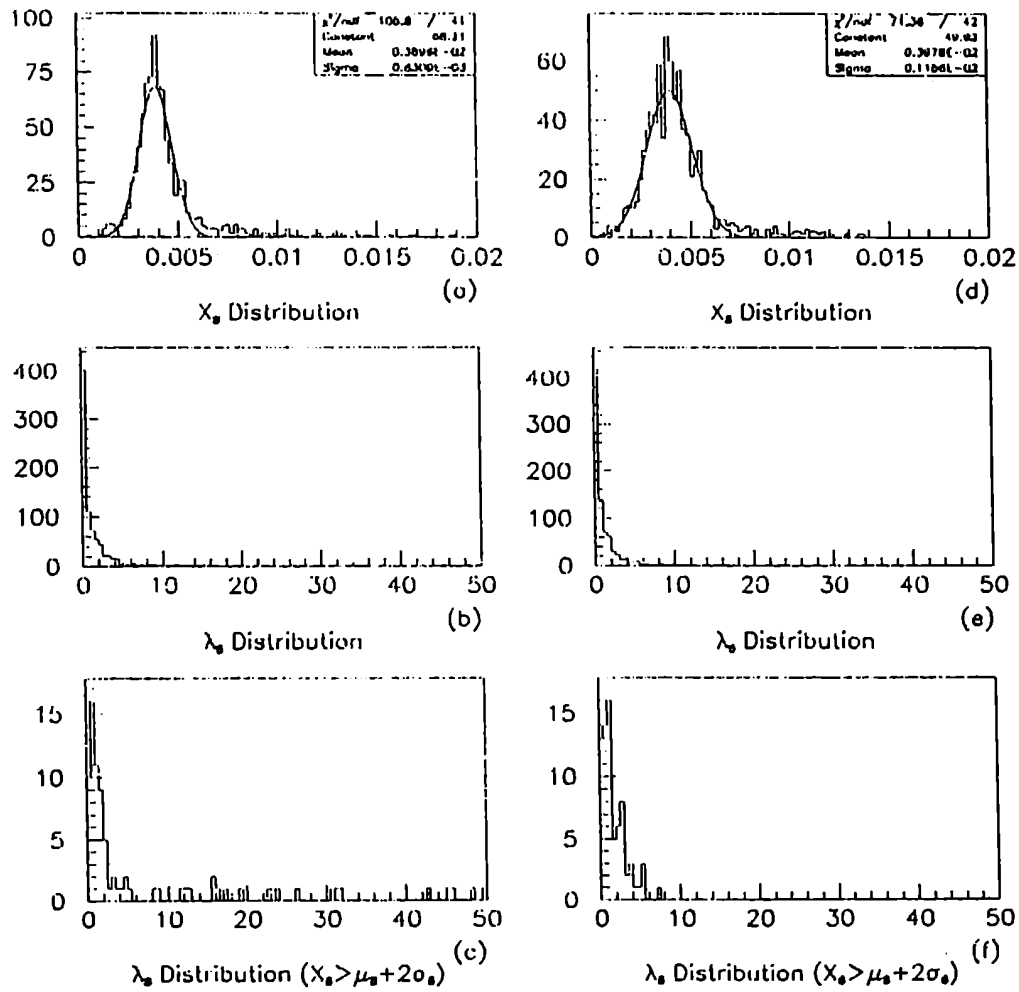


Figura 5.18: (a),(b),(c)-Nivel de ocupación de Jets, x_8 , y desviación significativa, λ_8 , en la región 8. Los gráficos (d),(e),(f) corresponden a la región de control 8C con el mismo valor medio x .

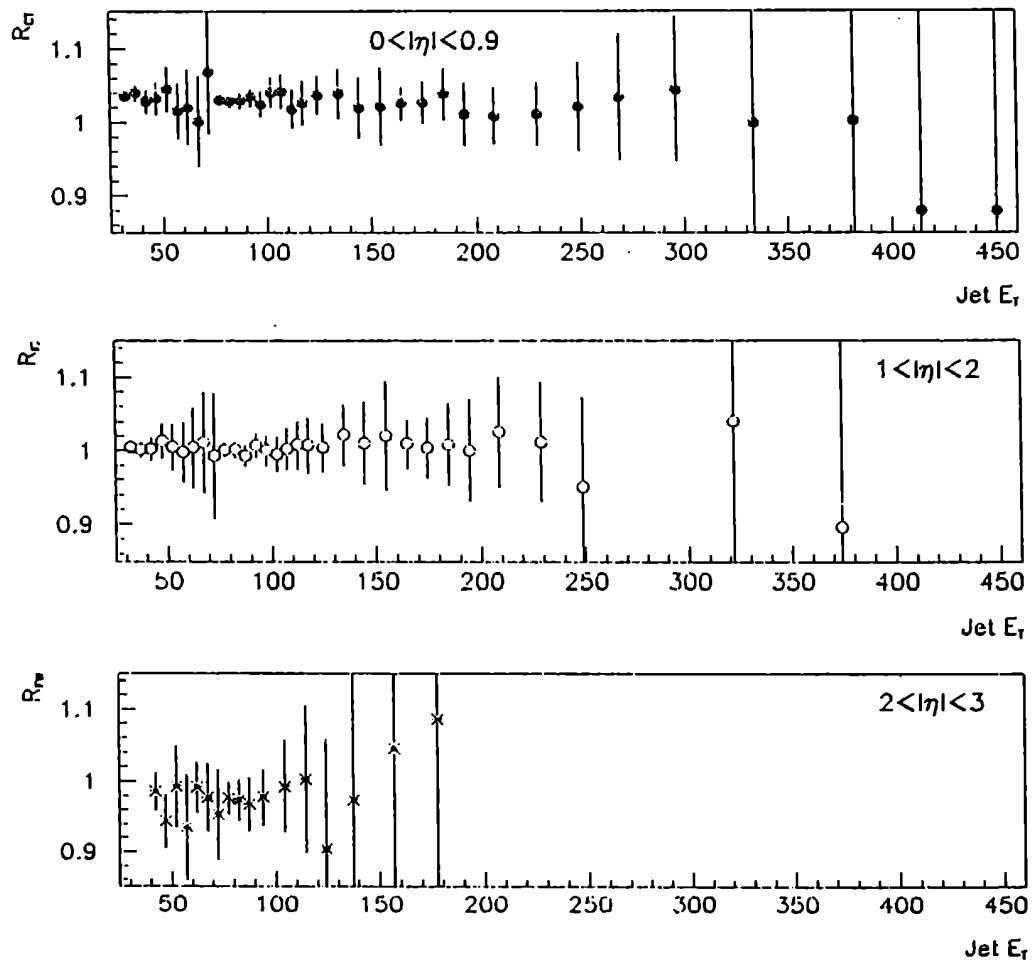


Figura 5.19: Cocientes R de secciones eficaces inclusivas de jets en las regiones de pseudo-rapidez CT, IC y FW. La sección eficaz del numerador se calcula con la muestra reducida de runs limpios. Para el denominador, se usa la muestra original. Los cortes de jets de aplican en los dos casos.

menores que 150 GeV, el ruido contribuye un 3% a la sección eficaz medida.

Los cortes de jets también rechazan una fracción de los jets buenos. En promedio, la eficiencia de los cortes estándar más el corte R_{MTE} es de $\approx 96\%$. En el capítulo 6, se discutirá la dependencia de estas eficiencias con E_T y η , así como las correcciones a ser aplicadas a la sección eficaz inclusiva de jets.

5.6 Análisis de Eventos como Prueba de Consistencia

Tabla 5.4: El análisis de eventos con jets que pasan los cortes estándar y tienen una energía mayor que ϵ es una buena prueba de consistencia de los estudios sobre rechazo de ruido y eficiencia de los cortes. Se encuentra que sólo un evento bueno fue eliminado por el corte R_{MTE} y dos eventos espúreos pasaron el corte.

Región η	ϵ (GeV)	bueno (rechazado)	espúreo (pasó)
CT1: $ \eta < 0.5$	280	0	1
CT2: $0.5 < \eta < 1$	280	0	0
IC1: $1 < \eta < 1.5$	250	0	0
IC2: $1.5 < \eta < 2$	200	0	1
FW1: $2 < \eta < 2.5$	130	1	0
FW2: $2.5 < \eta < 3$	85	0	0

A manera de prueba de consistencia, se analizaron los eventos de más alta E_T que pasaron los cortes estándar. De esta manera, se pueden detectar jets espúreos en la muestra final [75, 76]. Los eventos buenos deben satisfacer los siguientes requerimientos:

- Tener al menos dos jets con buena distribución de energía en el calorímetro.
- No presentar una alta densidad de pulsos en las cámaras de muones, lo que sería una señal de rayos cósmicos.

- No mostrar celdas aisladas con depósitos de energía muy grandes.

La Tabla 5.4 contiene la información resultante del estudio. Los dos eventos espúreos que pasaron el corte R_{MTE} fueron separados de la muestra. Estos son el evento 5180 del run 57607 y el evento 3490 del run 63285. El primero contiene un jet espúreo reconstruido a partir de ruido electrónico y el segundo es un rayo cósmico. Hay un sólo evento bueno que no pasa el corte R_{MTE} . Es el evento 11686 del run 58556, y no fue aceptado debido a la mala resolución de la región IC. No fue reincorporado a la muestra pues las secciones eficaces fueron corregidas por el factor de eficiencia de los cortes.

Capítulo 6

Correcciones a las Variables de Jets

En este capítulo se enumeran las correcciones aplicadas a las cantidades medidas que caracterizan a los jets. También se describen las formas de extraer de la medición experimental los efectos de detección, lo que permite compararla con predicciones teóricas. Se considera la contribución de toda fuente de error posible, para luego determinar la incerteza sistemática en la medición de la sección eficaz inclusiva de jets.

6.1 Determinación de la Eficiencia de los Triggers de Jets

Diversas imperfecciones del detector y del sistema de triggers contribuyen a la ineficiencia de trigger. Las capas CH de los calorímetros, los detectores de zona muerta y el detector intercriostático no proveen información a L1. Además, hay una distorsión o deformación del espectro de energía, relacionado con la medición del vértice por el $L\emptyset$ y con la resolución en energía del calorímetro. Estos efectos a L1 y L2 pueden hacer fluctuar la E_T de la torre o del jet por debajo de los umbrales fijados. Como función de η_d , la eficiencia de trigger cae en la región

inter-cristática, como así también por encima de $|\eta_d| = 2.8$. Esto último se debe a que el trigger sólo operaba en el rango $|\eta_d| < 3.2$ durante el run 1A.

Método y Definiciones

En la referencia [56, 77], se definen la eficiencia de trigger de jets y la eficiencia de trigger de eventos de jets de una forma conveniente que resulta apropiada para corregir la sección eficaz de jets.

La **eficiencia de trigger de eventos de jets** es la probabilidad de que un evento que contiene un jet de E_T y η_d determinados, satisfaga la condición del trigger. En cambio, la **eficiencia de trigger de jets** es la probabilidad de que un jet de E_T y η_d determinados, satisfaga por sí mismo la condición de trigger.

En la referencia[77], se calcula la eficiencia relativa del trigger de eventos de jets B respecto del trigger A, el cual es menos restrictivo.

- Sólo se usan los dos jets líderes que pasan los cortes estándar.
- Se define $N(\Delta E_T, \Delta \eta_d, A)$ como el número de jets, dentro de los límites de un intervalo de E_T y η_d , en un evento que pasa el menos restrictivo trigger A.
- La información de L1 y L2 contenida en la muestra reducida que pasa el trigger A, se usa para recrear la decisión del trigger B. Se analiza cada jet de cada evento. Si uno o ambos jets líderes satisfacen la condición del trigger A, los dos jets se cuentan en el intervalo $N(\Delta E_T, \Delta \eta_d, B)$ correspondiente.
- La eficiencia relativa del trigger B respecto del trigger A está dada por:

$$\epsilon_{trig}^{rel} = \frac{N(\Delta E_T, \Delta \eta_d, B)}{N(\Delta E_T, \Delta \eta_d, A)}$$

Para corregir las secciones eficaces de jets, se usa la eficiencia absoluta de trigger de eventos de jets. Por ejemplo, la eficiencia del trigger-filtro JET_4.MED-JET_MAX se calcula como:

$$\epsilon_{jet\ max}^{abs} = \epsilon_{jet\ max}^{rel} \times \epsilon_{jet\ high}^{rel} \times \epsilon_{jet\ medium}^{rel} \times \epsilon_{jet\ low}^{rel} \times \epsilon_{jet\ min}^{rel}$$

La eficiencia del trigger menos restrictivo, JET_MIN, no puede ser obtenida de la misma manera. En cambio, se calcula la eficiencia de trigger de jets. Esta cantidad subestima la eficiencia de trigger de eventos de jets. El procedimiento desarrollado para JET_MIN es el siguiente:

- Los dos primeros jets líderes de cada evento que pasa JET_LOW y JET_MEDIUM son excluidos para reducir la influencia de estos triggers sobre la muestra. En otras palabras, son los jets con mayor probabilidad de haber disparado dichos triggers. El resto de los jets que satisfacen JET_LOW, JET_MEDIUM y los cortes estándar constituyen algo muy aproximado a una muestra no distorsionada (unbiased) por efectos de trigger, que se puede usar en el cálculo de la eficiencia de JET_MIN.
- Las condiciones exigidas por L1 y L2 se prueban en cada jet de la muestra no distorsionada. Si un jet satisface las condiciones, se cuenta como un jet que dispara JET_MIN por sí mismo. Entonces, la eficiencia de JET_MIN es:

$$\epsilon_{jet\ min}^{abs} = \frac{N(\Delta E_T, \Delta \eta_d, jet\ min)}{N(\Delta E_T, \Delta \eta_d, unbiased)}$$

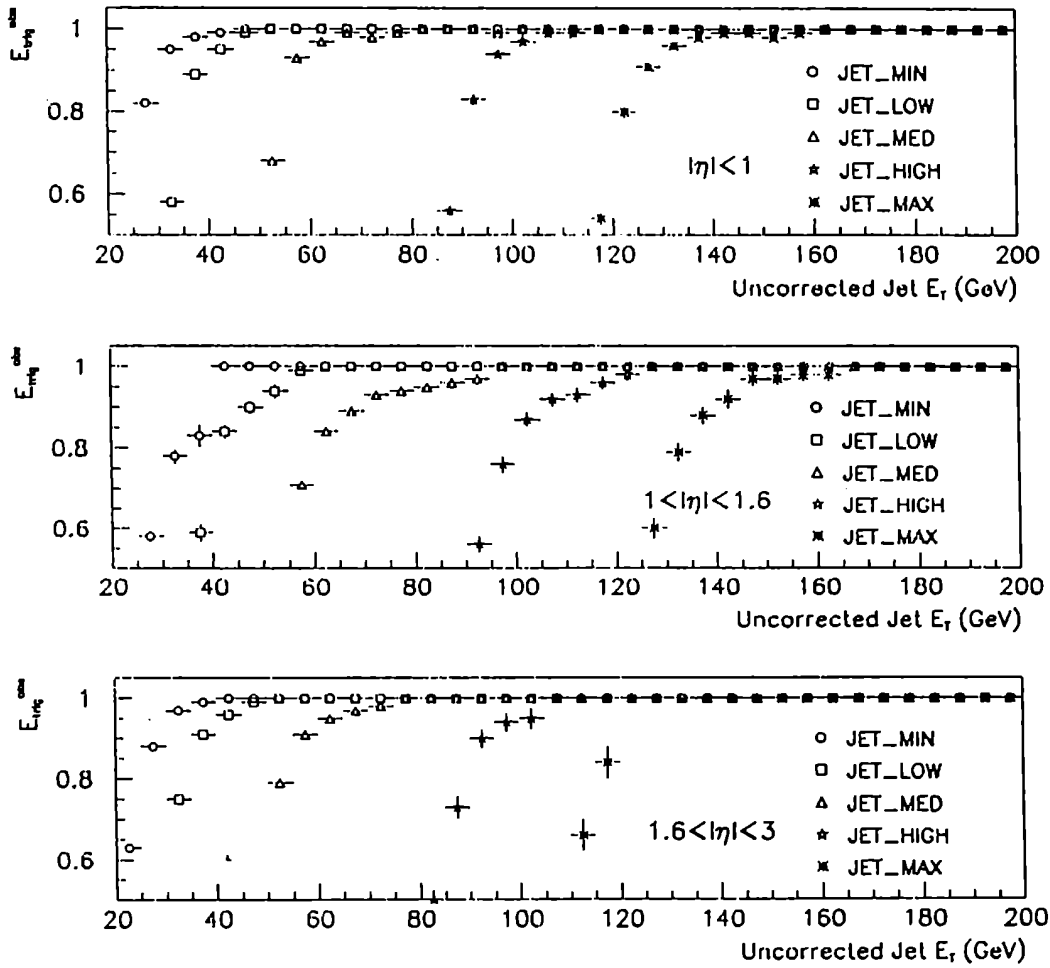


Figura 6.1: Eficiencias de los triggers de jets como función de E_T y η_d en las regiones central, intercriostática y frontal.

Eficiencia Absoluta de Triggers

En la Figura 6.1, se grafica la eficiencia absoluta de triggers de eventos de jets como función de la E_T no corregida del jet, para las regiones central, intercriostática y frontal. En vez de un cambio abrupto justo en el valor umbral de E_T , las eficiencias muestran un aumento lento y suave, debido a los efectos de deformación del espectro energía mencionados anteriormente. Como función de η_d , las curvas son constantes excepto en el intervalo $1.2 < \eta_d < 1.4$, donde alcanzan un mínimo. En algunos casos se observan discontinuidades debidas a la baja cantidad de eventos disponibles. En otras palabras, la eficiencia se fija artificialmente en uno cuando no hay jets en el intervalo considerado. El criterio adoptado para la medición de la sección eficaz inclusiva de jets es utilizar la información de los triggers en el intervalo de E_T y η_d en el que son más que 95% eficientes. La incerteza en las secciones eficaces de jets, debidas a la ineficiencia de los triggers, es $< 5\%$.

6.2 Eficiencia de los Cortes

El método propuesto para calcular la eficiencia de los cortes de jets está basado en la definición de una distribución “verdadera” para cada una de las variables sobre las que se los aplica[78, 79]. Las distribuciones verdaderas incluyen solamente jets buenos y la eficiencia del corte correspondiente es la fracción de jets buenos que quedan en la muestra una vez que éste se aplica. En el caso del corte R_{MTE} , la eficiencia está dada por la fracción de eventos buenos que sobreviven al corte.

La mayoría de los jets espúreos están localizados en un intervalo angosto, afuera del dominio definido por los umbrales del corte. Dentro de este dominio, es posible eliminar la mayor parte de los jets espúreos y obtener una aproximación

razonable de la distribución verdadera. Se utilizan dos métodos para eliminar el ruido y calcular las eficiencias de los cortes estándar. El primero consiste en remover todos los jets que pueblan las regiones $\eta - \varphi$ muy contaminadas. En el segundo, se agrega el corte R_{MTE} para lograr una descontaminación más eficiente. En ambos casos, se trabaja bajo la suposición de que ninguno de los dos métodos modifica significativamente la forma de las distribuciones verdaderas. Una vez eliminada la mayoría de los jets espúreos mediante alguno de los métodos descritos, la suposición de que quedan sólo jets buenos en los dominios definidos por los umbrales de los cortes es razonablemente buena. El siguiente paso es elegir un conjunto de funciones adecuadas, ajustarlas a los datos en los intervalos asociados con las distribuciones verdaderas, y extrapolarlas fuera de estos intervalos. De esta manera se puede estimar la fracción de jets buenos removida de la muestra por un dado corte. Las fuentes principales de error sistemático en la determinación de estas eficiencias son la contaminación remanente en la distribución verdadera y la elección de las funciones para parametrizar los datos. La diferencia en las eficiencias obtenidas mediante las dos formas alternativas de descontaminar la muestra, provee una estimación de este error sistemático. Como no se ha observado una influencia significativa de los triggers en la determinación de las eficiencias de los cortes[79], la muestra usada para este estudio incluye todos los jets sin importar que trigger aceptó el evento correspondiente. De esta forma, la mayor cantidad de datos benefician el ajuste de la función y, en consecuencia, la precisión del resultado final.

Eficiencia del corte en EMF

La eficiencia del corte en EMF como función de la E_T del jet se determina para las regiones CT, IC y FW de η_d . El método se describe en los gráficos de la Figura 6.2. Los de la parte superior de la figura son ejemplos de distribuciones EMF en los intervalos $E_T \in [50, 100]$ y $E_T \in [100, 150]$ de la región CT. Los histogramas de línea discontinua no incluyen los jets que pueblan las diez regiones ruidosas, mientras que en los de línea continua se agrega el corte R_{MTE} . Suponiendo que el rango $EMF \in [0.2, 0.85]$ es parte de la distribución verdadera, se ajustan dos funciones gaussianas a los bordes ascendente y descendente de la distribución en dicho rango. Estas funciones son extrapoladas a ambos lados del intervalo $[0.2, 0.85]$ hasta $EMF = 0.05$ y $EMF = 0.91$ respectivamente; luego se empalman con dos líneas rectas que intersectan a la abscisa en los puntos $EMF = 0$ y $EMF = 0.99$. La extrapolación lineal refleja el hecho de que EMF está definida en un dominio finito. Los límites de la distribución EMF verdadera, afuera del intervalo $[0.2, 0.85]$, están definidos por las extrapolaciones gaussianas y lineal.

La eficiencia del corte en EMF para un jet que pertenece a un dado intervalo de E_T y η_d se calcula como:

$$\epsilon_{EMF} = \frac{n}{N},$$

donde N es el número de jets contenido en la distribución verdadera y n es el subconjunto que sobrevive al corte. El error estadístico, el cual domina a alta E_T , está dado por:

$$\Delta\epsilon_{EMF} = \sqrt{\frac{\epsilon_{EMF}(1 - \epsilon_{EMF})}{N}}.$$

Este error se suma en cuadratura al error del método. La eficiencia del corte EMF como función de la E_T del jet se presenta en la Tabla 6.1.

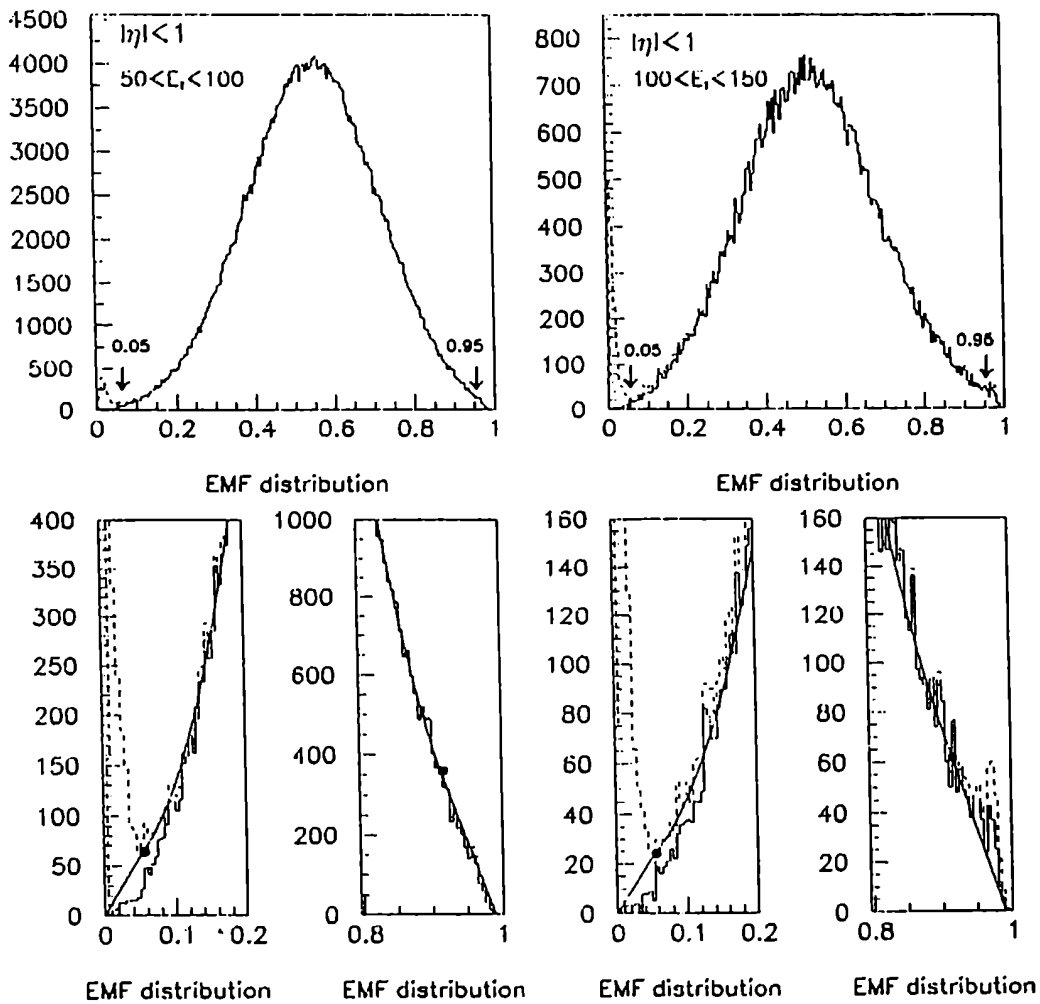


Figura 6.2: Ilustración del método usado para calcular la eficiencia del corte EMF. Los histogramas de líneas discontinuas corresponden a la muestra de la cual se quitaron las regiones ruidosas. En los histogramas de líneas continuas, se agrega el corte R_{MTE} . Las flechas apuntan hacia los umbrales de los cortes y los puntos en los gráficos inferiores indican el límite entre el ajuste gaussiano y la parametrización lineal.

El corte EMF es el más eficiente de los cortes estándar. Cabe observar sin embargo, que su eficiencia disminuye lentamente con E_T , al mismo tiempo que la distribución EMF se corre a la izquierda.

Eficiencia del Corte en HCF

La ϵ_{HCF} definida en esta sección no es la eficiencia del corte en HCF, sino su eficiencia luego de aplicado el corte en EMF. Esta definición aumenta la precisión del método de cálculo de la eficiencia, simplifica su cálculo y facilita su uso. Para obtener ϵ_{HCF} se utiliza el mismo método que para ϵ_{EMF} , salvo que ahora es una función cuadrática la que se ajusta a los datos en el rango $HCF \in [0.1, 0.5]$. Esta función es extrapolada hasta que intersecta la abscisa (ver Figura 6.3). El corte en HCF es el menos eficiente de los cortes estándar. Es bastante ineficiente para valores bajos de E_T pero mejora para altas energías. Los resultados se muestran en la Tabla 6.2.

Eficiencia del Corte en CHF

La eficiencia ϵ_{CHF} del corte en CHF se calcula luego de aplicar los cortes EMF y HCF. Una aproximación razonable de la distribución CHF verdadera se obtiene eliminando de la muestra todos los jets con $\varphi \in [1.5, 2.2]$, intervalo que define la región del main ring. Esta aproximación se complementa con el corte R_{MTE} . La eficiencia es el cociente entre el número de jets en la distribución verdadera con $CHF < 0.4$ y el número total de jets en la muestra verdadera. Los resultados se muestran en la Tabla 6.3.

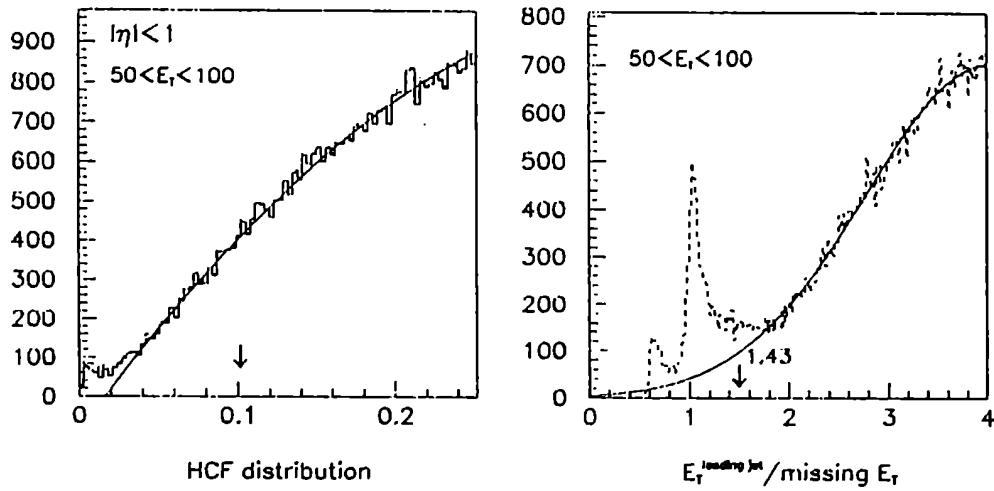


Figura 6.3: Ilustración del método usado para calcular las eficiencias de los cortes HCF y R_{MTE} . Los histogramas de líneas discontinuas corresponden a la muestra de la cual se quitaron las regiones ruidosas. En los histogramas de líneas continuas, se agrega el corte R_{MTE} . Para ajustar la distribución HCF verdadera se elige una función cuadrática y para la distribución $1/R_{MTE}$ una gaussiana.

Eficiencia del Corte \cancel{E}_T

El corte \cancel{E}_T se aplica evento por evento. Esto significa que se rechaza el evento completo si no satisface la condición R_{MTE} . Las eficiencias se calculan a partir de las distribuciones $1/R_{MTE}$, de la cual se han eliminado los eventos con al menos un jet en las regiones ruidosas. Esta vez, una función gaussiana es ajustada a los datos en el rango $1/R_{MTE} \in [2, 4]$. Luego es extrapolada hasta $1/R_{MTE} = 0$ (ver Figura 6.3). La eficiencia de R_{MTE} se obtiene de la misma manera que las de los cortes estándar. El error sistemático se estima usando el hecho de que no es muy probable encontrar un jet bueno que satisfaga $1/R_{MTE} < 1$. Las eficiencias de este corte se muestran en la Tabla 6.4.

Eficiencias de Cortes Combinados

La eficiencia global de los cortes estándar se calcula como:

$$\epsilon_{STD} = \epsilon_{EMF} \times \epsilon_{HCF} \times \epsilon_{CHF},$$

donde ϵ_{EMF} , ϵ_{HCF} y ϵ_{CHF} están definidos como antes. Esta relación no depende del orden en que se aplican los cortes y es válida incluso si los tres cortes están correlacionados. El corte R_{MTE} está inspirado en la conservación de la energía del evento en el plano transversal. Por lo tanto, es razonable pensar que los cortes estándar y el corte R_{MTE} no están correlacionados. Luego, la eficiencia total de los cortes aplicados a la muestra de jets está dada por:

$$\epsilon_{TOT} = \epsilon_{STD} \times \epsilon_{MTE}$$

Cada jet es una entrada al histograma de la sección eficaz inclusiva de jets. Cada entrada debe ser corregida por un factor de peso dado por la eficiencia total de

los cortes. El error en la sección eficaz debido a los cortes de jets es menor que el 2%, una vez usada la corrección. Estos números no incluyen la contaminación remanente de la muestra. La Tabla 6.5 contiene la eficiencia total de los cortes de jets, la cual se grafica como función de E_T en la Figura 6.4.

Tabla 6.1: Eficiencias porcentuales de los cortes estándar como función de E_T en la región CT ($0 < |\eta_d| < 1$).

E_T (GeV)	ϵ_{EMF}^{CT}	ϵ_{HCF}^{CT}	ϵ_{CHF}^{CT}
8 – 15	100.00 ± 0.10	96.62 ± 0.20	99.66 ± 0.10
15 – 25	100.00 ± 0.10	97.32 ± 0.20	99.80 ± 0.10
25 – 40	99.96 ± 0.10	97.69 ± 0.20	99.75 ± 0.10
40 – 60	99.91 ± 0.10	97.91 ± 0.20	99.70 ± 0.10
60 – 80	99.83 ± 0.10	97.75 ± 0.20	99.61 ± 0.10
80 – 100	99.67 ± 0.10	97.62 ± 0.21	99.60 ± 0.10
100 – 130	99.61 ± 0.10	97.25 ± 0.22	99.45 ± 0.11
130 – 160	99.55 ± 0.12	96.99 ± 0.28	99.43 ± 0.13
160 – 175	99.51 ± 0.18	97.53 ± 0.60	98.88 ± 0.34
175 – 200	99.22 ± 0.25	97.51 ± 0.67	99.33 ± 0.35
200 – 220	99.0 ± 0.4	97.79 ± 0.64	99.33 ± 0.39
220 – 228	98.4 ± 1.1	97.1 ± 1.8	100 ± 1
228 – 241	99.1 ± 0.9	97.9 ± 1.7	100 ± 1
241 – 260	99.0 ± 1.0	97.7 ± 1.8	100 ± 1
260 – 450	98.9 ± 1.1	100 ± 1	100 ± 1

Tabla 6.2: Eficiencias porcentuales de los cortes estándar como función de E_T en la región IC ($1 < |\eta_d| < 1.6$).

E_T (GeV)	ϵ_{EMF}^{IC}	ϵ_{HCF}^{IC}	ϵ_{CHF}^{IC}
8 – 15	100.00 ± 0.01	93.28 ± 0.20	99.65 ± 0.05
15 – 25	99.99 ± 0.10	95.99 ± 0.20	99.64 ± 0.05
25 – 40	99.95 ± 0.10	97.36 ± 0.20	99.50 ± 0.054
40 – 60	99.94 ± 0.10	97.57 ± 0.20	99.33 ± 0.054
60 – 80	99.92 ± 0.10	97.43 ± 0.21	99.16 ± 0.06
80 – 100	99.91 ± 0.10	97.19 ± 0.22	98.91 ± 0.08
100 – 130	99.94 ± 0.10	96.54 ± 0.22	98.45 ± 0.10
130 – 160	99.93 ± 0.10	95.80 ± 0.30	98.51 ± 0.18
160 – 174	99.90 ± 0.13	95.3 ± 1.2	97.73 ± 0.50
174 – 200	99.86 ± 0.17	94.7 ± 1.3	97.11 ± 0.70
200 – 220	99.65 ± 0.36	94.8 ± 1.7	98.95 ± 0.70
220 – 228	98.4 ± 1.5	93.0 ± 4.3	97.6 ± 2.4
228 – 241	100 ± 1	94.0 ± 3.4	97.3 ± 2.5
241 – 260	100 ± 1	87 ± 6	96.4 ± 2.4
260 – 450	100 ± 1	80 ± 6	91.3 ± 5.8

Tabla 6.3: Eficiencias porcentuales de los cortes estándar como función de E_T en la región FW ($1.6 < |\eta_d| < 3$).

E_T (GeV)	ϵ_{EMF}^{FW}	ϵ_{HCF}^{FW}	ϵ_{CHF}^{FW}
8 – 11	99.71 ± 0.10	97.60 ± 0.10	99.82 ± 0.10
11 – 25	99.63 ± 0.10	98.03 ± 0.10	99.86 ± 0.10
25 – 40	99.38 ± 0.12	98.24 ± 0.10	99.85 ± 0.10
40 – 60	99.35 ± 0.10	98.36 ± 0.10	99.84 ± 0.10
60 – 80	99.37 ± 0.10	98.29 ± 0.11	99.80 ± 0.10
80 – 100	99.24 ± 0.10	97.22 ± 0.14	99.43 ± 0.12
100 – 110	99.05 ± 0.17	96.69 ± 1.1	99.06 ± 0.21
110 – 130	98.84 ± 0.22	95.42 ± 1.1	98.35 ± 0.29
130 – 140	98.85 ± 0.57	93.75 ± 1.7	98.40 ± 0.70
140 – 160	98.54 ± 0.70	96.96 ± 1.1	97.5 ± 1.1

Tabla 6.4: Eficiencia del corte R_{MTE} como función de la E_T del jet líder.

$E_T^{\text{leading jet}}$ (GeV)	ϵ_R
25 – 40	99.28 ± 0.10
40 – 60	99.60 ± 0.10
60 – 80	99.65 ± 0.10
80 – 100	99.78 ± 0.10
100 – 130	99.72 ± 0.10
130 – 160	99.59 ± 0.10
160 – 450	99.42 ± 0.10

Tabla 6.5: Eficiencias combinadas de los cortes estándar en función de E_T para las tres regiones del detector.

E_T (GeV)	ϵ_{STD}^{CT}	ϵ_{STD}^{IC}	E_T (GeV)	ϵ_{STD}^{FW}
8 – 11	95.96 ± 0.29	92.19 ± 0.28	8 – 11	95.95 ± 0.15
11 – 25	96.69 ± 0.29	95.30 ± 0.29	11 – 25	96.50 ± 0.15
25 – 40	96.78 ± 0.29	96.20 ± 0.29	25 – 40	96.37 ± 0.15
40 – 60	97.01 ± 0.29	96.30 ± 0.29	40 – 60	96.78 ± 0.15
60 – 80	96.86 ± 0.3	96.20 ± 0.30	60 – 80	96.67 ± 0.17
80 – 100	96.67 ± 0.3	95.62 ± 0.31	80 – 100	95.53 ± 0.27
100 – 130	96.26 ± 0.31	95.35 ± 0.32	100 – 107	95.28 ± 0.51
130 – 160	95.87 ± 0.36	93.61 ± 0.44	107 – 130	93.00 ± 0.61
160 – 174	95.89 ± 0.62	91.13 ± 0.50	130 – 140	93.9 ± 1.4
174 – 205	95.65 ± 0.65	92.5 ± 1.3	140 – 160	94.5 ± 1.9
205 – 225	93.1 ± 1.8	91.8 ± 2.3		
225 – 241	96.9 ± 1.8			
241 – 450	95.6 ± 1.7			

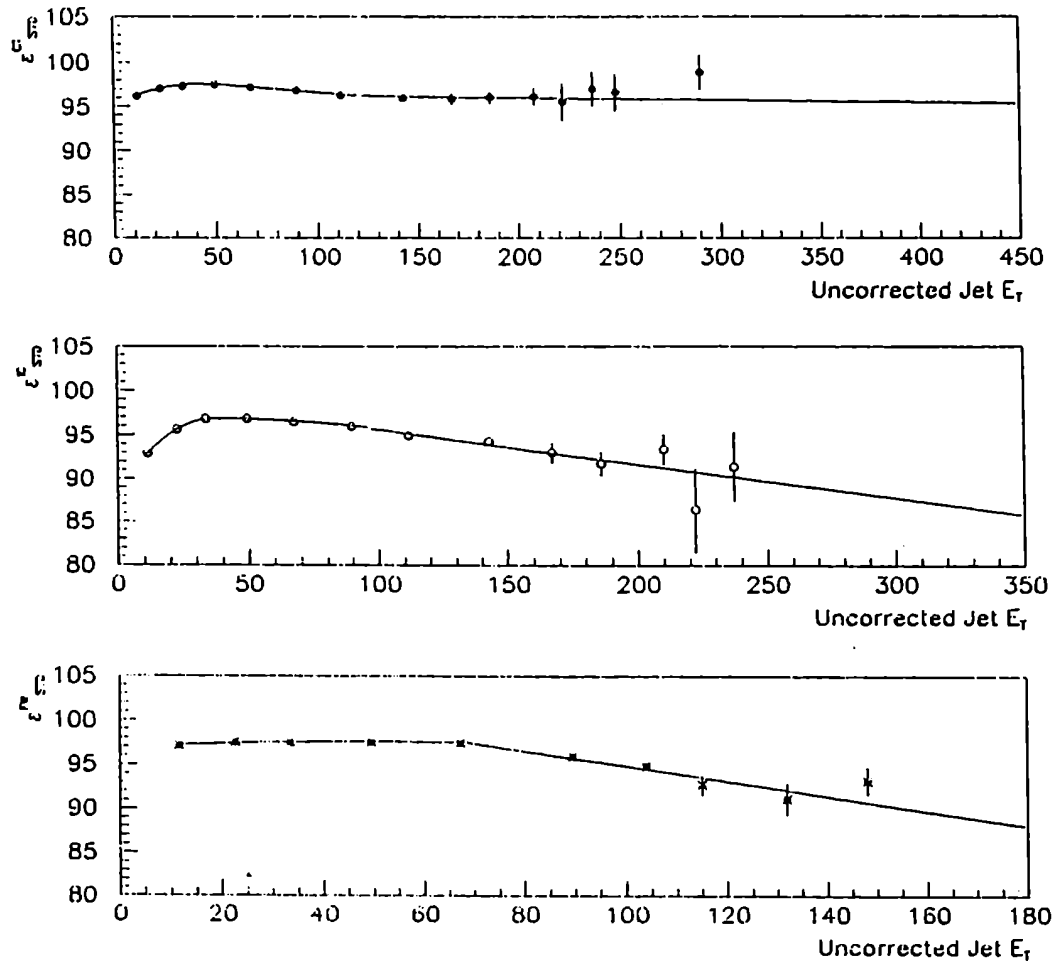


Figura 6.4: Eficiencias combinadas de los cortes estándar, ϵ_{STD} , como función de E_T para las tres regiones del detector. CT: $0 < |\eta_d| < 1$, IC: $1 < |\eta_d| < 1.6$ y FW: $1.6 < |\eta_d| < 3$.

6.3 Correcciones a la Energía del Jet

La energía y la E_T de reconstrucción de un jet son diferentes de las cantidades homónimas asociadas al jet partónico que le dio origen. Este último es el objeto de interés de la medición de la sección eficaz de jets. La escala de energía es el factor que corrige la energía provista por el programa de reconstrucción y la lleva al valor del jet partónico original. DØRECO usa la respuesta en energía del calorímetro frente a piones y electrones individuales, medida a partir de datos del experimento de haz de prueba. Sin embargo, el programa de reconstrucción no provee la energía correcta del partón original debido a las siguientes razones:

- **Efectos de alinealidad** en la respuesta del calorímetro frente a partículas de baja E_T (≤ 10 GeV). Un jet de partículas está compuesto de numerosas partículas de diferente energía. Incluso los jets de mucha energía tienen una fracción considerable de su energía total distribuida entre un gran número de partículas de baja energía.
- **Pérdidas de energía** en regiones no instrumentadas como los detectores centrales, las paredes de los criostatos o los huecos entre calorímetros.
- **Efectos de Reconstrucción** relacionados con el algoritmo de cono fijo. Una fracción de la energía del jet es depositada afuera del cono por la lluvia de partículas producida dentro del calorímetro.
- **Ruido de Uranio y evento subyacente** . Estos depósitos de energía son incluidos dentro de los límites del cono y considerados en la determinación de la energía.

Las energías medidas fluctúan debido a efectos de resolución. Por lo tanto, se debe determinar la resolución en energía de los jets para extraer este efecto del espectro de E_T de los jets.

6.3.1 Escala de Energía

La corrección de la escala de energía de los jets se obtiene en varias etapas[55, 80]. Es una función complicada de la energía de reconstrucción, E_T , η_d , EMF, y el tamaño del cono del algoritmo de reconstrucción. La banda de error de la escala de energía es del 5 – 7% y se propaga al 20 – 50% en la sección eficaz, lo que la convierte en la mayor contribución al error sistemático total. Las Figuras 6.5– 6.6 ilustran la dependencia de la escala de energía con distintas variables como la EMF, η_d y E_T .

Escala Electromagnética

La escala electromagnética se corrige por un +1.2% en los calorímetros frontales y un 7.2% en los centrales. Estos números ubican al pico de masa de la muestra de $Z \rightarrow e^+e^-$ de $D\emptyset$ en el valor medido por los experimentos del LEP.

Escala de Energía como Función de EMF

La dependencia de la respuesta de energía frente a jets con la EMF se obtiene de una muestra de eventos de dos jets. Se define la cantidad R_{EMF} como:

$$R_{EMF}(EMF_2) = \frac{E_{T_2}}{E_{T_1}},$$

donde E_{T_1} es la energía transversa de el jet de “trigger” y E_{T_2} la del jet de “prueba”. Un jet de “trigger” se define como un jet que satisface las condiciones

de trigger por sí mismo. El jet de “prueba” se usa para examinar la dependencia con EMF. Se calcula el valor medio de R_{EMF} para cada intervalo de la distribución EMF del jet de prueba. Por lo tanto, se puede pensar a R_{EMF} como la respuesta en energía para un jet con una dada EMF, con respecto a un jet del mismo E_T y EMF medio.

Escala de Energía de Jets en los Calorímetros Centrales

La escala de energía para jets en los calorímetros centrales se determina usando el método de la Fracción de la E_T Faltante Proyectada, desarrollada inicialmente por la colaboración CDF y modificada en DØ [81, 82]. Esta técnica requiere eventos de colisiones reales que contengan un fotón y uno o dos jets. Los eventos deben satisfacer el corte $\cancel{E}_T < E_{T\gamma}$ y los jets tienen que pasar los cortes estándar. Además, $|\eta_d|$ debe ser menor que 0.7 para evitar los jets que han depositado una fracción significativa de energía fuera del CC. El fotón está definido como una agrupación de de celdas electromagnéticas encendidas ($EMF > 0.9$), con pseudo-rapidez menor que 0.9 y aislada de otros centros de energía. Se define la fracción de E_T faltante proyectada (MPF) como:

$$MPF = -\frac{\hat{n}_\gamma \cdot \vec{\cancel{E}}_T}{E_{T\gamma}},$$

donde \hat{n}_γ es el vector unidad en la dirección del fotón, $\vec{\cancel{E}}_T$ es el vector E_T faltante y $E_{T\gamma}$ es la E_T corregida del fotón. La MPF se mide como función de $E_J = E_{T\gamma} \cosh \eta_J$, que es una buena estimación de la energía verdadera del jet en un evento con un fotón y un jet en el estado final. Si los eventos se distribuyen en intervalos de $E_J = E_{T\gamma} \cosh \eta_J$, es posible graficar esta cantidad como función de la energía de reconstrucción E_J^{reco} promediada en cada intervalo. La relación entre

E_J^{reco} y la corrección correspondiente a $MPF(E_J)$ se establece por intermedio de la parametrización lineal $F(E_J^{reco}) = E_{T\gamma} \cosh \eta_J$. Resumiendo, la forma de usar la MPF para corregir la energía de un jet es la siguiente:

- La parametrización lineal $F(E_J^{reco})$ se utiliza para relacionar E_J^{reco} con la energía E_J de un jet en un proceso a orden LO de un fotón y un jet.
- Como $MPF \equiv MPF(E_J)$ fue medido como función de E_J , también puede ser puesto en función de E_J^{reco} . Entonces, la respuesta en energía frente a jets en los calorímetros centrales es:

$$R_J = 1 - MPF(F(E_J^{reco})).$$

Tanto la energía como la E_T del jet se corrigen usando el mismo factor de escala R_J .

Escala de Energía de Jets como Función de η_d

Para analizar la dependencia de la escala de energía con η_d , se extiende la calibración hacia las regiones frontales utilizando una muestra de eventos de dos jets. Inicialmente, se pide que tanto el jet de trigger como el de prueba sean centrales ($|\eta_d| < 0.7$). En dicha región se mide el cociente entre la E_T del jet de prueba y la E_T del jet de trigger. Suponiendo que este cociente es constante en función de la η del jet de prueba, se puede extender la calibración a las regiones frontales incluyendo en la muestra jets de prueba de cualquier η . Si E_{T_2} es la energía transversa del jet de prueba y E_{T_1} la del jet de trigger, la E_{T_2} corregida del jet de prueba se obtiene del cociente:

$$R_\eta(\eta_2) = \frac{E_{T_2}}{E_{T_1}},$$

exigiendo que R_η sea igual que el cociente correspondiente a un jet de trigger central de la misma E_T y un jet central de prueba. Esta parte de la calibración reincorpora la energía depositada fuera del cono por los fragmentos del jet partónico original. El efecto se hace importante para jets de alto η .

Sustracción del Evento Subyacente y del Ruido de Uranio

El evento subyacente es responsable de una pequeña cantidad de energía espúrea depositada en los calorímetros. La densidad de energía asociada con el evento subyacente se mide como función de η usando una muestra MB. La densidad de energía aumenta con η , pero la densidad de E_T correspondiente es aproximadamente constante como función de η . Otros depósitos de energía espúrea se deben al decaimiento del uranio de los calorímetros. La densidad de energía asociada con el ruido de uranio se determina a partir de una muestra de eventos que no han pasado por el proceso de supresión de cero. Esta resulta ser constante como función de η_d , por lo que la densidad de E_T tiende a cero para η_d muy alto. Tanto el evento subyacente como el ruido de uranio contribuyen a la densidad de E_T , expresada en GeV por unidad de área en el espacio $\eta - \varphi$, que va desde 1.8 hasta 1.2 como función de E_T . Por lo tanto, la corrección de energía transversa del jet se completa con la sustracción de 1.8 – 3 GeV, en el caso de haber usado un algoritmo de cono fijo de $R= 0.7$. Esta es una corrección muy grande si el jet es de baja E_T .

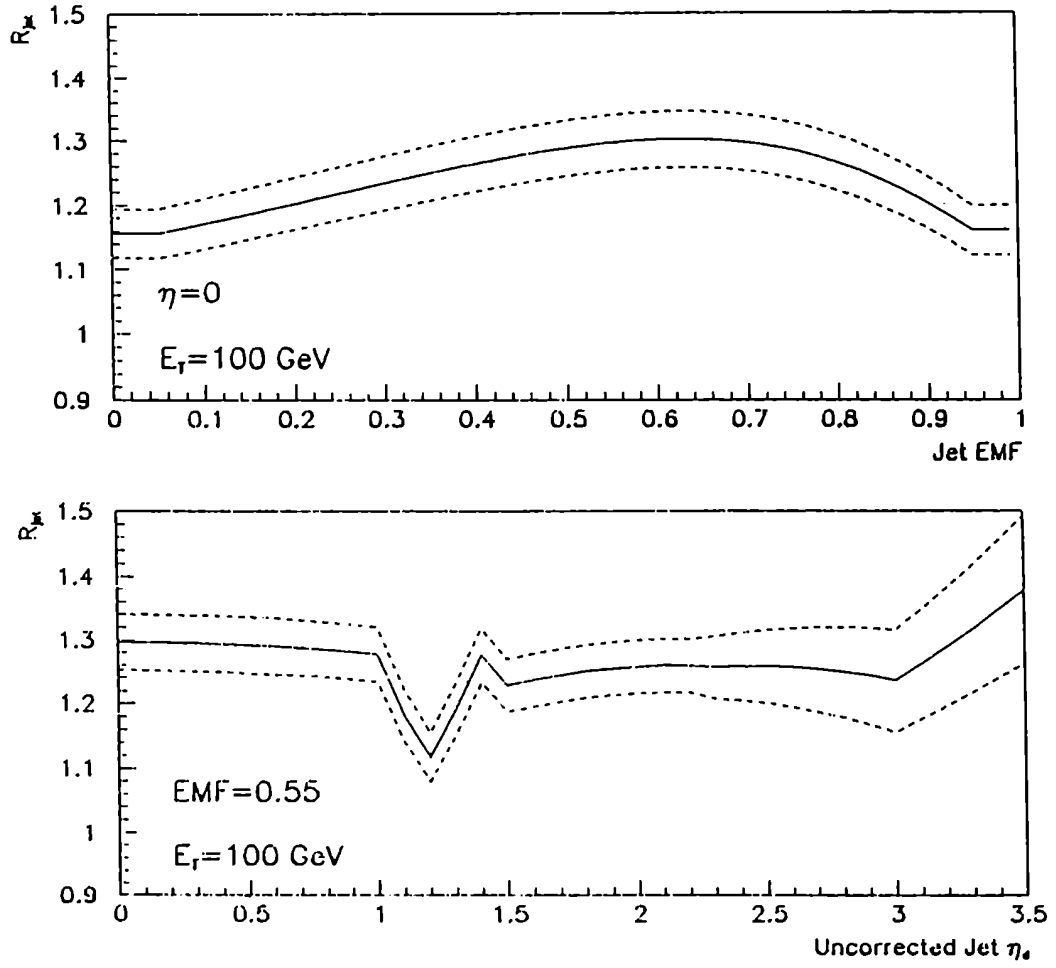


Figura 6.5: Dependencia de la escala de energía del jet con su EMF y η_d . La respuesta mejora para jets con EMF alta o baja y empeora en la región frontal debido al efecto out-of-cone. La banda limitada por líneas discontinuas representa la incerteza en la escala de energía.

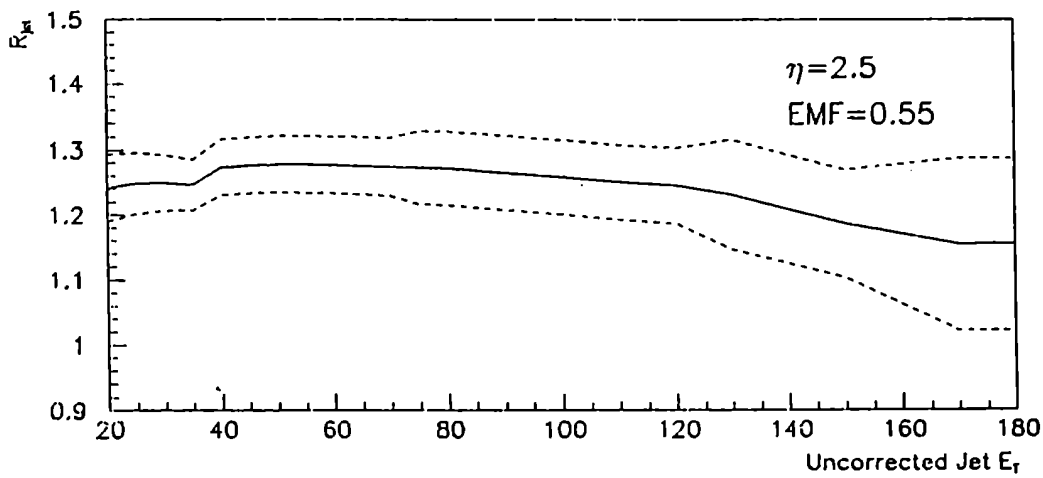
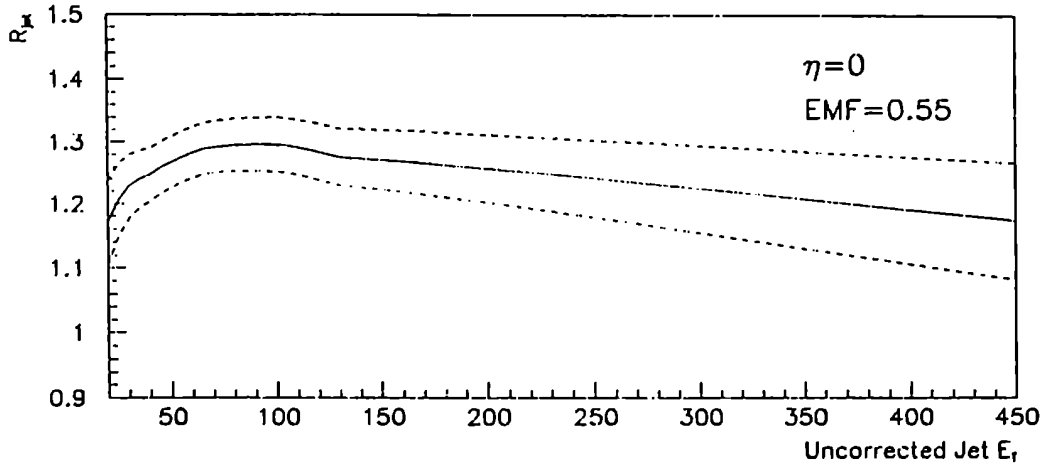


Figura 6.6: Factor de corrección de la escala de energía de un jet de $\eta_d = 0$ y $\eta_d = 2.5$ como función de su E_T . La banda limitada por líneas discontinuas representa la incerteza en la escala de energía.

6.3.2 Resolución en Energía

La sección eficaz diferencial inclusiva de jets se mide como función de E_T en distintos intervalos o regiones de pseudo-rapidez. En consecuencia, es necesario determinar la resolución de jets en E_T como función de E_T y η . Para ello, se utiliza una muestra de eventos reales de dos jets y el método propuesto en la referencia[57].

Definiciones y Método

La determinación de la resolución de jets en E_T está basado en la conservación de la energía en el plano transversal. Por lo tanto, los eventos de dos jets deben ser cuidadosamente elegidos y manipulados para minimizar el efecto del ruido y los jets adicionales de baja E_T . Aunque la resolución es función de la posición del jet en los calorímetros, aquí se mide en distintos intervalos de η física. Esto se debe a que la función resultante se utiliza en la corrección de los espectros E_T de jets, que se miden en intervalos de η física. De cualquier manera, las resoluciones presentadas en esta sección coinciden, dentro de errores estadísticos, con las medidas en terminos de η_d . Los cortes aplicados sobre la muestra de dijets son los siguientes:

- El vértice- z del evento debe ubicarse a menos de 100 cm del centro del detector.
- Los dos jets líderes deben tener $E_T > 15$ y moverse en sentidos opuestos a menos de 25° . Se aceptan jets adicionales siempre que tengan $E_T < 10$ GeV.
- Todos los jets del evento deben satisfacer los cortes de jets.

Otro requerimiento es que los dos jets líderes estén en el mismo intervalo de η para que las resoluciones sean parecidas. Además, se incluye una corrección a la pseudo-rapidez, relacionada con el corrimiento de reconstrucción al que se aludía en el capítulo 4.

Para jets de baja E_T , también se utiliza una muestra de γ -jets[84] en la que se piden un fotón y uno o dos jets. La pseudo-rapidez del fotón tiene que ser < 0.7 y su E_T mayor que 15 GeV, mientras que el jet líder debe tener $E_T > 10$ GeV. Ambos deben moverse en sentidos opuestos a menos de 15° . La E_T del otro jet no puede superar los 10 GeV. Luego de corregir las E_T de ambos objetos físicos, se divide el espectro de fotones en intervalos de E_T . Las resoluciones en E_T son los anchos de las distribuciones de jets asociadas con cada intervalo E_T de fotones. La suposición de que la resolución de γ 's es despreciable respecto de la resolución de jets no es buena para jets de alta E_T en la región frontal, puesto que los fotones están limitados a la región central. En consecuencia, la muestra de fotones sólo se usa para obtener mediciones de baja E_T de la resolución fraccional de jets en E_T .

El método de balance de energía utiliza una variable de asimetría A , definida como:

$$A = \frac{E_{T_1} - E_{T_2}}{E_{T_1} + E_{T_2}},$$

donde E_{T_1} y E_{T_2} son las energías transversas de los dos jets líderes. La varianza de la distribución de asimetría se puede escribir como:

$$\sigma_A^2 = \left| \frac{\partial A}{\partial E_{T_1}} \right|^2 \sigma_{E_{T_1}}^2 + \left| \frac{\partial A}{\partial E_{T_2}} \right|^2 \sigma_{E_{T_2}}^2.$$

Suponiendo que $E_T \equiv E_{T_1} = E_{T_2}$ y $\sigma_{E_T} \equiv \sigma_{E_{T_1}} = \sigma_{E_{T_2}}$, la resolución fraccional de jets en E_T se puede expresar en función de σ_A :

$$\left(\frac{\sigma_{E_T}}{E_T}\right) = \sqrt{2}\sigma_A.$$

Resultados

La Figura 6.7 muestra la resolución fraccional de jets en E_T como función de su energía corregida, calculada para cada evento dijet como la energía promedio de los dos jets líderes. Los datos obtenidos en las tres regiones del detector, se parametrizan por medio de la función:

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

Los conjuntos de parámetros correspondientes a cada región se presentan en la Tabla 6.6.

Tabla 6.6: Parametrización de la resolución fraccional en E_T de jets como función de su energía corregida.

η	N (GeV ²)	S (GeV)	C
0 – 0.8	4.92 ± 0.18	0.95 ± 0.01	0.
0.8 – 1.5	4.24 ± 2.30	1.51 ± 0.12	0.058 ± 0.01
1.5 – 3	0.	2.23 ± 0.03	0.

La resolución en E_T de la región intercriostática es mucho peor que la de los calorímetros centrales, debido a las zonas vacías entre crióstatos y a la existencia de grandes cantidades de material no instrumentado. En la región frontal es peor que en la CT y en la IC, como consecuencia de efectos out-of-cone y de resolución en η . De hecho, las curvas de la Figura 6.7 incluyen efectos relacionados con la resolución en posición. El efecto de la resolución en η sobre el espectro η será discutido en las secciones subsiguientes.

Se utiliza la misma forma funcional para parametrizar la resolución fraccional de jets en E_T como función de su energía corregida. Esto se realiza para cinco intervalos de η , de manera de obtener las curvas necesarias para corregir las secciones eficaces. Las Figuras 6.8 y 6.9 muestran que las resoluciones de las regiones frontales están por debajo de aquellas de las regiones centrales, si son graficadas en función de la E_T del jet. Los parámetros del ajuste se incluyen en la Tabla 6.7.

Tabla 6.7: Parametrización de la resolución fraccional de jets en E_T como función de su E_T corregida. El ajuste usa información de baja E_T obtenida de una muestra de eventos de $\gamma - jet$.

η	N (GeV ²)	S (GeV)	C
0 – 0.5	5.99 ± 0.18	0.80 ± 0.03	0.
0.5 – 1	5.15 ± 0.25	0.96 ± 0.03	0.
1 – 1.5	0.0011 ± 0.0001	1.29 ± 0.03	0.053 ± 0.010
1.5 – 2	6.80 ± 0.32	0.53 ± 0.08	0.
2 – 3	6.16 ± 0.37	0.62 ± 0.10	0.

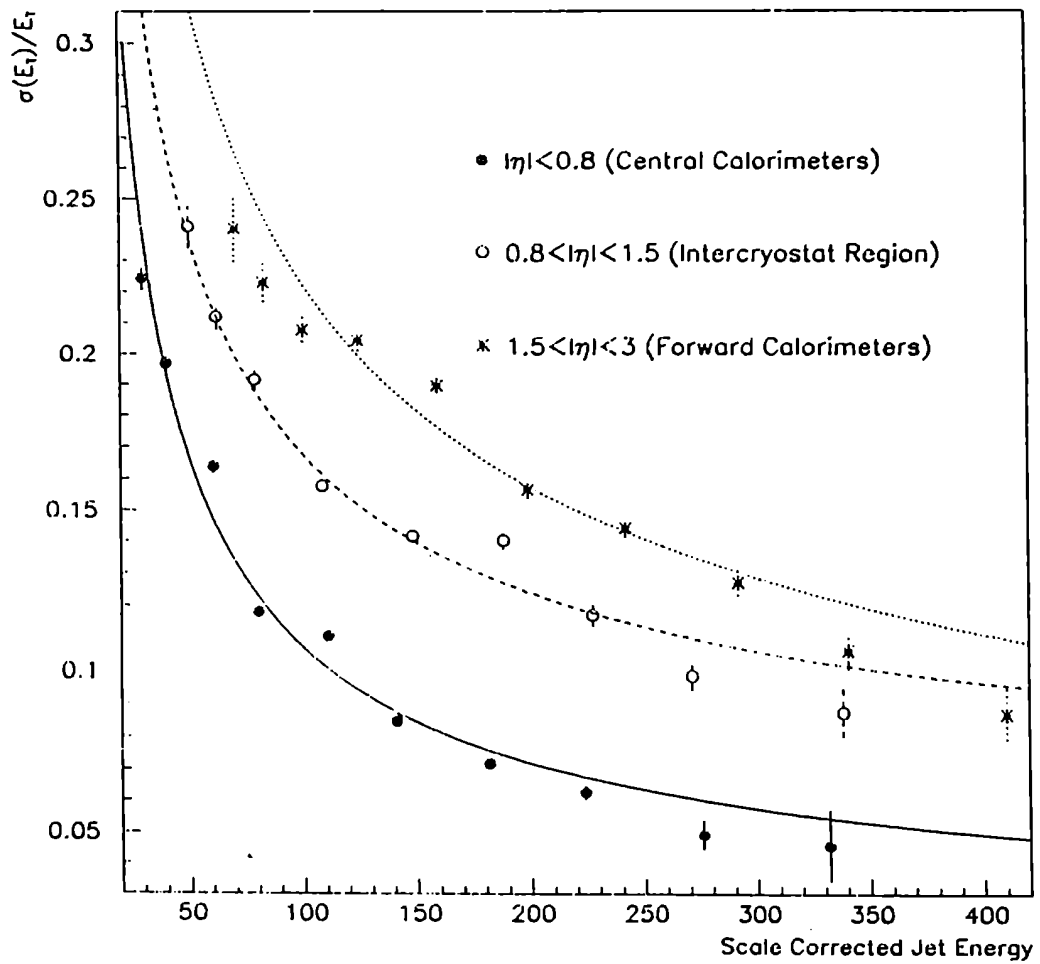


Figura 6.7: Parametrización de la resolución fraccional de jets en E_T como función de su energía corregida.

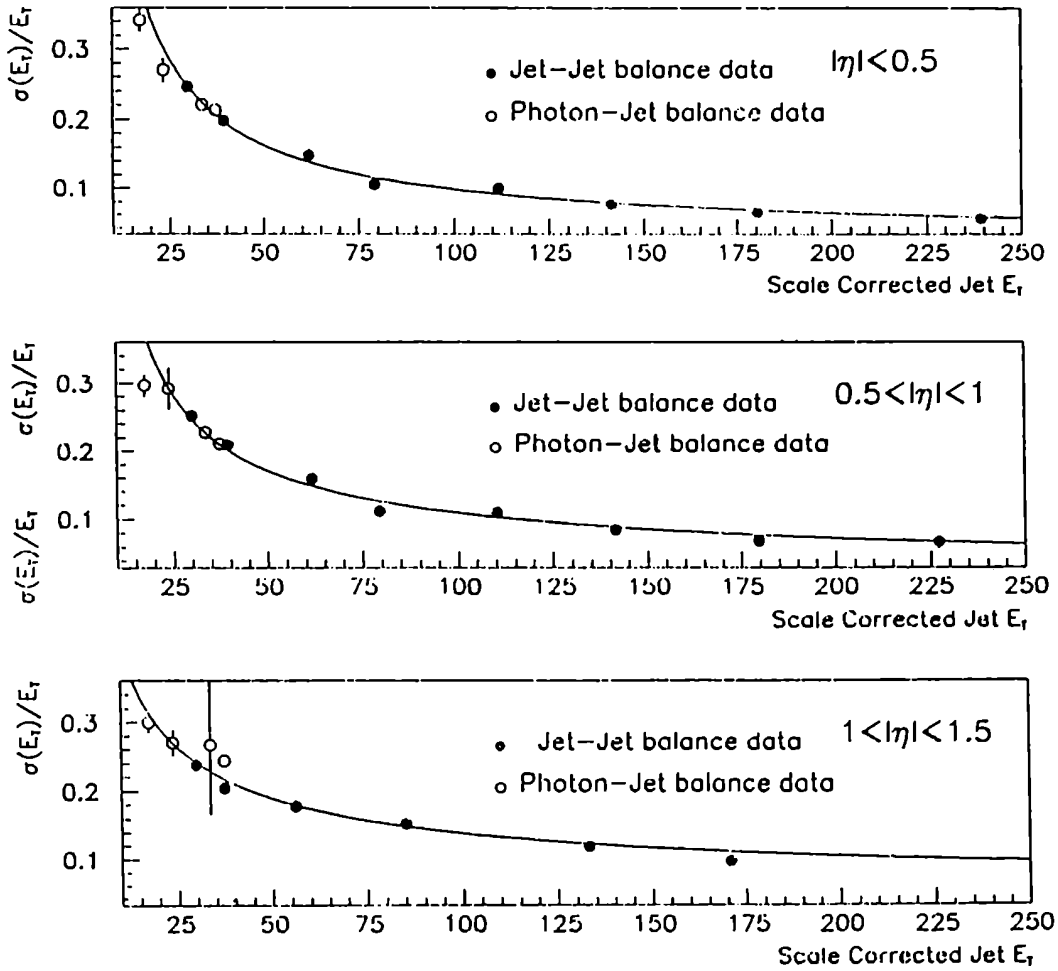


Figura 6.8: Parametrización de la resolución fraccional de jets en E_T en las regiones CT y IC, como función de la E_T corregida del jet. Los círculos negros se obtienen de la muestra de eventos $jet - jet$ y los círculos blancos corresponden a la muestra de eventos $\gamma - jet$. El ajuste utiliza ambos conjuntos de mediciones.

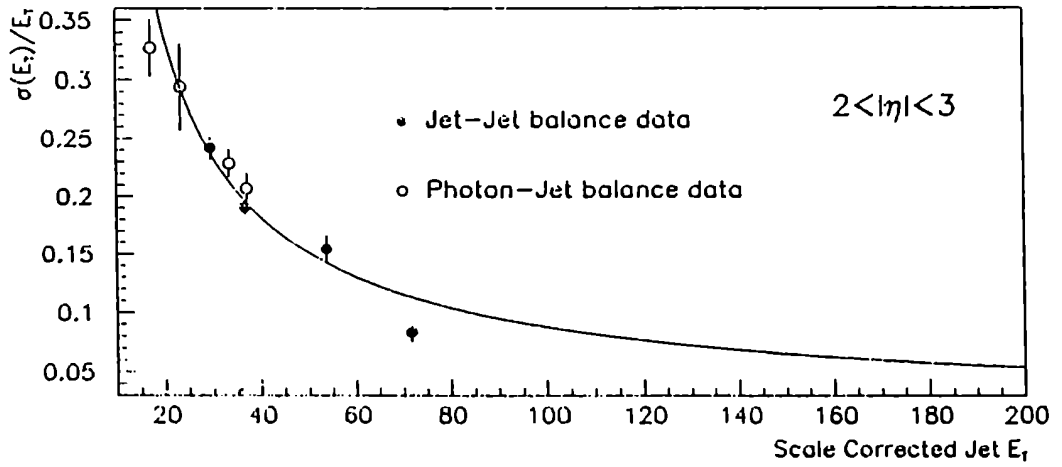
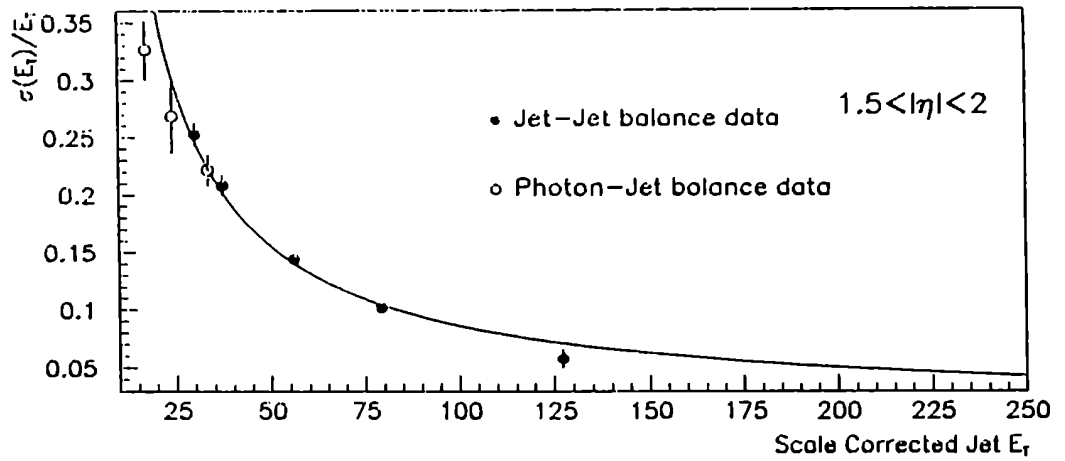


Figura 6.9: Parametrizaci3n de la resoluci3n fraccional de jets en E_T en las regiones frontales, como funci3n de la E_T corregida del jet. Los c3rculos negros se obtienen de la muestra de eventos $jet - jet$ y los c3rculos blancos corresponden a la muestra de eventos $\gamma - jet$. El ajuste utiliza ambos conjuntos de mediciones.

6.4 Correcciones en la Posición del Jet

La posición del jet está dada por los ángulos azimutal φ y polar θ . Diversos efectos relacionados con el detector y la reconstrucción producen corrimientos sistemáticos en los φ y η medidos. La sección eficaz inclusiva de jets es una función constante de φ , ya que los jets son producidos simétricamente alrededor de la dirección del haz. Además, la calorimetría de $D\bar{D}$ es uniforme en φ , excepto por las zonas vacías entre módulos que producen un efecto despreciable en la aceptación del detector. Todo esto hace que la determinación precisa de la coordenada azimutal no sea importante, mientras que sí es crucial la medición de la pseudo-rapidez, debido a la fuerte dependencia de la sección eficaz con η .

6.4.1 Corrimiento Sistemático en η

Descripción del Problema

La pseudo-rapidez medida del jet no es exactamente aquella del jet partónico original. La dependencia con η_d de la respuesta en energía junto con efectos relacionados con el algoritmo de reconstrucción, son responsables de un corrimiento sistemático en la η reconstruida del jet. La η_d de un jet partónico, suponiendo resolución perfecta en la posición, es:

$$\eta_d^{parton} = \eta_d^{reco} + \rho(E, \eta_d),$$

donde η_d^{reco} es la η_d reconstruida y $\rho(E, \eta_d)$ el corrimiento que debe ser extraído de la pseudo-rapidez reconstruida para obtener η_d^{parton} . Cualitativamente, el corrimiento en el rango $|\eta_d| \in [1.2, 1.4]$ se puede explicar como resultado de la respuesta en energía en la región IC, la cual afecta la determinación de η a partir de E_z y

E (ver capítulo 4). El aumento del corrimiento para $|\eta_d| > 1.8$ se debe al efecto out-of-cone, acrecentado por la asimetría del cono en el espacio real.

Simulación Monte Carlo para Obtener η Corregida

La mejor manera de tratar el corrimiento en η es por medio de una simulación Monte Carlo. Es razonable que el corrimiento dependa de la forma y ancho del jet, los cuales están muy relacionados con el modelo de hadronización. Se elige el generador HERWIG que provee los jets más reales desde el punto de vista de su forma[85]. La reconstrucción de los eventos Monte Carlo se realiza a nivel partónico y calorimétrico, mediante un algoritmo de cono fijo con los mismos parámetros especificados en el capítulo 4. Estadísticamente, es posible obtener $\langle \rho(E, \eta_d) \rangle$ como $\langle \eta_d^{parton} - \eta_d^{reco} \rangle$, donde se asocia un jet reconstruido con un jet partónico de la misma manera que en el capítulo 4. La Figura 6.10 muestra la dependencia del corrimiento en η_d como función de η_d^{reco} , para distintos intervalos de energía. El corrimiento en el semieje negativo de η_d es proyectado sobre el positivo con el objeto de mejorar la estadística. Luego se ajusta un polinomio de grado tres en el rango $|\eta_d| \in [0, 1.8]$ a cada uno de los histogramas de la Figura 6.10, los cuales se corresponden con los seis intervalos de energía considerados:

$$\langle \rho(E, \eta_d) \rangle = \alpha + \beta E + \gamma E^2 + \delta E^3$$

Para completar la parametrización de $\langle \rho(E, \eta_d) \rangle$, se ajusta una función cuadrática en el rango $|\eta_d| \in [1.8, 3]$:

$$\langle \rho(E, \eta_d) \rangle = \alpha' + \beta' E + \gamma' E^2 .$$

Los valores de los parámetros se presentan en la Tabla 6.8.

Tabla 6.8: Parametrización del corrimiento sistemático en η en distintos intervalos de energía, como función de η_d reconstruida.

Energía del Jet (GeV)	α	β	γ	δ
20 – 40	0.0030	-0.021	0.079	-0.036
40 – 70	0.0016	-0.0011	0.043	-0.022
70 – 100	0.00047	-0.0036	0.039	-0.020
100 – 200	0.00047	0.0074	0.0095	-0.0072
200 – 300	-0.00095	0.0068	0.010	-0.0076
300 – 500	-0.00094	0.016	-0.0086	0.00053
Energía del Jet (GeV)	α'	β'	γ'	
20 – 40	-0.059	0.044	0	
40 – 70	-0.072	0.047	0	
70 – 100	0.046	-0.077	0.030	
100 – 200	0.0055	-0.026	0.014	
200 – 300	0.012	-0.027	0.012	
300 – 500	0.0059	-0.019	0.0089	

La corrección al corrimiento de η se aplica a η_d^{*ecc} en la medición de la sección eficaz inclusiva de jets. Resumiendo, la η física es transformada en η_d , corregida, y transformada nuevamente en una η física corregida.

Los eventos HERWIG fueron generados a $z = 0$. Esto no es realista puesto que el vértice- z de la interacción no está bien descrito por una distribución tipo $\delta(z)$. El efecto de la posición del vértice- z en el corrimiento de η , se estudió usando una muestra de eventos ISAJET que incluyen una simulación realista de la distribución gaussiana que describe el vértice- z en colisiones reales. Si la distribución del vértice- z está centrada en $z = 0$, el corrimiento concuerda, dentro de los errores estadísticos, con el observado en una muestra en la que los eventos están confinados en un intervalo pequeño alrededor de $z = 0$ [83].

La simulación ISAJET predice un corrimiento en η dos veces más grande que el observado con HERWIG. La razón puede estar relacionada con las diferencias

en los modelos de hadronización usados por los dos generadores [83]. Aunque el corrimiento de η puede ser tan grande como 0.08 para alto η y bajas energías, se mantiene por debajo de 0.04 en el rango de interés. Para ser consistente con la definición de jet adoptada en DØ y con la manera en que se determina la escala de energía, el corrimiento de η debe ser corregido pero la E_T del jet no debe ser recalculada. La razón es que el método MPF no utiliza la posición del jet para determinar la escala de energía.

El impacto del corrimiento de η sobre la sección eficaz inclusiva de jets depende del tamaño de los intervalos η del histograma. Para intervalos de 0.5 unidades de η , la diferencia entre secciones eficaces corregidas y sin corregir varía entre un 2% en la región $|\eta| < 0.5$ y un 7% en el intervalo $2.5 < |\eta| < 3$ [87].

6.4.2 Resolución en η

Una vez que el corrimiento es extraído de la η medida, la cantidad $\eta_d^{parton} - \eta_d^{cor}$ debería ser cero. Como resultado de la segmentación finita del calorímetro, $\eta_d^{parton} - \eta_d^{reco}$ tiene una distribución gaussiana con varianza $\sigma_\eta(E, \eta_d)$, definida como la resolución de jets en η . Los ejemplos de la Figura 6.11 ilustran el cambio en el ancho de las distribuciones $\eta_d^{parton} - \eta_d^{reco}$ una vez aplicada la corrección a la pseudo-rapidez medida. Esta variación alcanza al 20% en las regiones frontales [83]. La cantidad $\sigma_\eta(E, \eta_d)$ se determina a partir de la muestra HERWIG y luego se parametriza en seis intervalos de η_d distintos, mediante la función:

$$\sigma_\eta(E, \eta_d) = A + \frac{B}{E} + \frac{C}{E^2}.$$

Los resultados se exponen en la Tabla 6.9 y se ilustran en la Figura 6.12.

Nuevamente, se observa que ISAJET predice resoluciones dos veces mayores que las predichas por HERWIG [83]. Tanto los resultados de ISAJET como los de

Tabla 6.9: Parametrizaciones de la resolución de jets en η en distintos intervalos de η_d , como función de la energía del jet.

η_d	A	B (GeV)	C (GeV ²)
0 – 0.5	0.0057	0.820	–0.960
0.5 – 1	0.0039	1.19	–3.860
1 – 1.5	0.0052	1.74	–10.98
1.5 – 2	0.0037	2.42	–17.10
2 – 2.5	0.0011	4.90	–100.3
2.5 – 3	0.00081	8.08	–248.9

HERWIG coinciden con aquellos determinados en estudios anteriores [57, 56, 86].

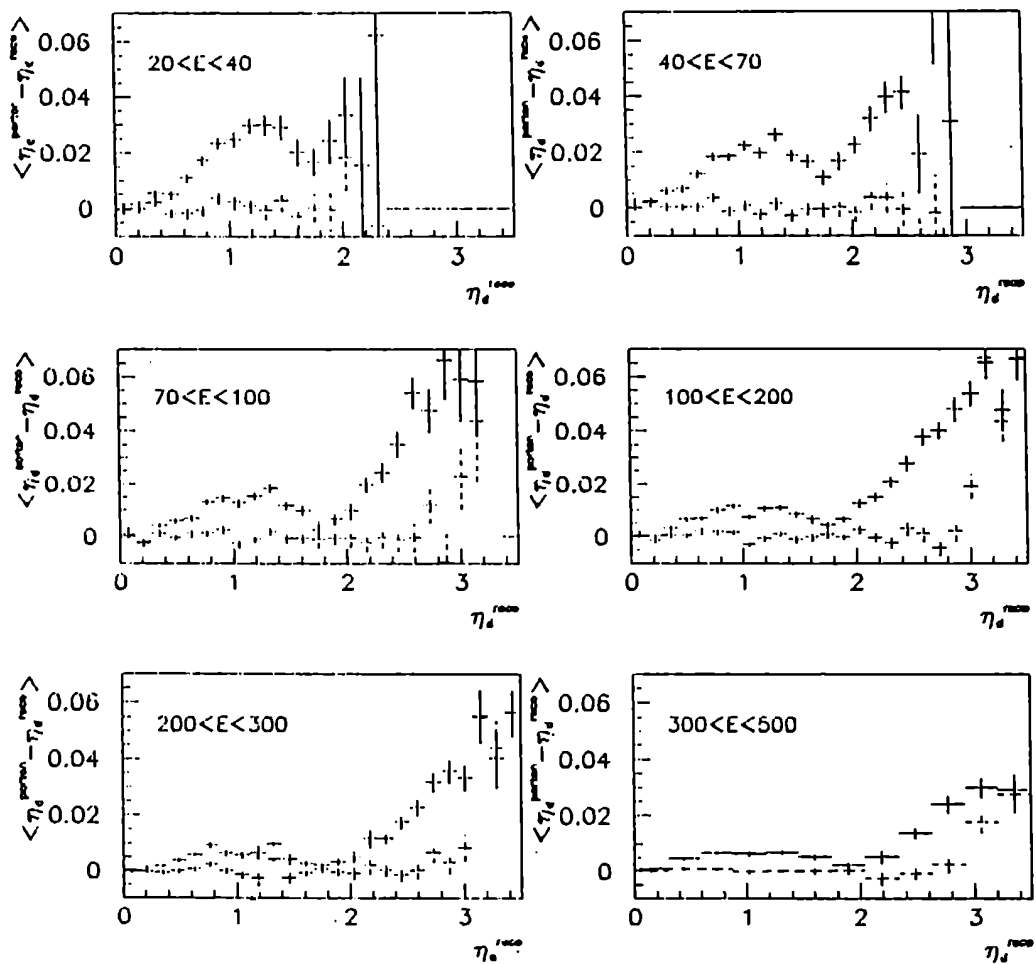


Figura 6.10: Simulación HERWIG del corrimiento en η en función de la energía (en GeV) y la η_d^{reco} del jet. $\langle \rho(E, \eta_d) \rangle$ se grafica en línea continua. Como prueba de consistencia, se grafica $\langle \eta_d^{parton} - \eta_d^{cor} \rangle$ en línea discontinua después de aplicar la corrección al corrimiento.

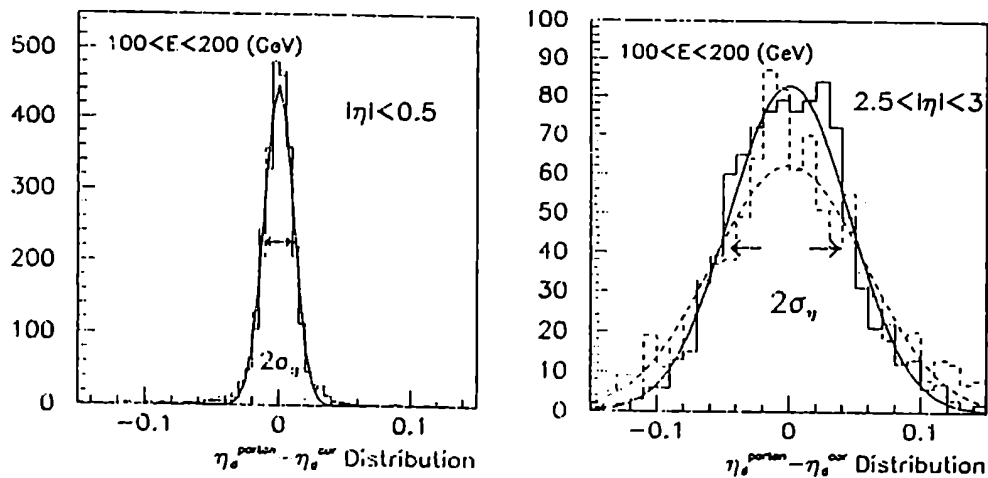


Figura 6.11: Simulación HERWIG de la resolución de jets en η . Las distribuciones $\eta_d^{parton} - \eta_d^{cor}$ se muestran en línea continua y las distribuciones $\eta_d^{parton} - \eta_d^{reco}$ en línea discontinua.

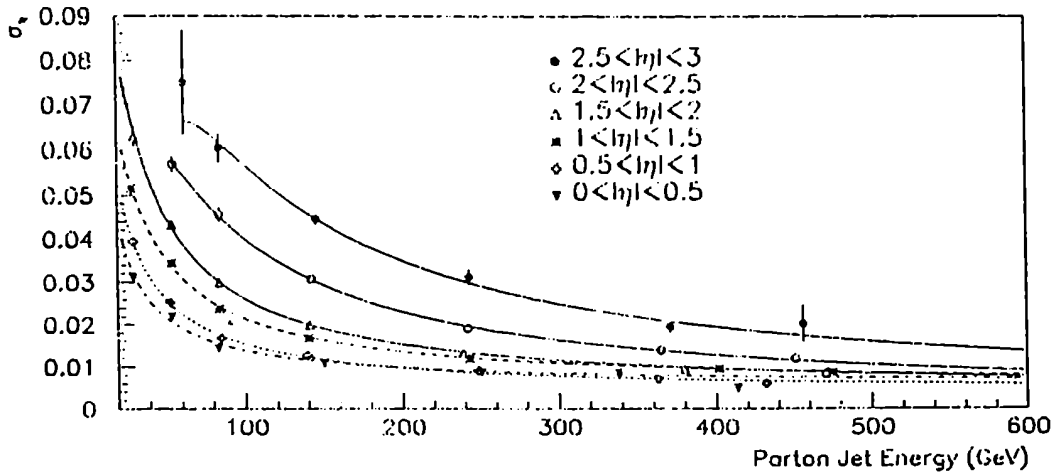


Figura 6.12: $\sigma_\eta(E, \eta_d)$ en función de la energía del jet partónico, usando la simulación HERWIG.

6.5 Corrección de las Secciones Eficaces de Jets por Efectos de Resolución

6.5.1 Distribuciones Medidas

La sección eficaz diferencial inclusiva de jets se determina experimentalmente a partir de la medición de dos cantidades, la E_T y la η del jet. En general, si el comportamiento de una cantidad física en particular está bien descrito por una función $F \equiv F(X)$, entonces se puede determinar experimentalmente midiendo la variable X . Toda cantidad medida tiene un error asociado. Si se grafica la medición de $F(X)$ en un histograma con intervalos definidos en X , siendo la distribución de la variable X descrita por la función densidad de probabilidad $G(Y - \bar{X})$, de valor medio \bar{X} y varianza $\sigma_{\bar{X}}$, el resultado es una distribución modificada o deformada $f(Y)$, relacionada con $F(X)$ a través de la integral:

$$f(Y) = \int G(Y - X) F(X) dX .$$

Si tanto la función de resolución $G(Y - X)$ como la distribución medida $f(Y)$ son conocidas, $F(X)$ puede ser calculada numéricamente resolviendo un sistema infinito de ecuaciones lineales no-homogéneas truncado convenientemente. Si $X_j \equiv Y$ and $X_i \equiv X$, la integral resulta:

$$f(X_j) = \sum_{X_i} C(X_j, X_i) F(X_i) ,$$

donde $i = 1, 2, \dots, \infty$ and $j = 1, 2, \dots, \infty$.

En el caso de la sección eficaz de jets, si la respuesta de energía fuera perfecta, la sección eficaz deformada (smeared) f se relacionaría con la sección eficaz original (unsmeared) F , por medio de la siguiente fórmula:

$$f(E'_T, \eta') = \int G(E'_T - E_T) G(\eta' - \eta) F(E_T, \eta) dE_T d\eta,$$

donde $G(E'_T - E_T)$ y $G(\eta' - \eta)$ son las funciones de deformación para E_T y η , las cuales dependen de las resoluciones σ_{E_T} y σ_η respectivamente. En un experimento σ_{E_T} y σ_η no son independientes; de hecho, hay una contribución del error en la posición y del efecto out-of-cone a la resolución de jets en E_T definida como en la sección precedente. Además, las distribuciones de jets en η también están deformadas debido a efectos de resolución en η . La Figura 6.13 ilustra este último punto con una simulación Monte Carlo. El efecto de la resolución en η sobre el espectro η de jets no es mayor que 1 – 2% si se toman intervalos de 0.5 unidades de η . Por lo tanto, se puede despreciar el efecto de σ_η y la integral doble se puede aproximar por una integral en una sola variable. La forma de la función de resolución $G(E'_T - E_T)$ es muy importante en la determinación del efecto de deformación. Esta forma se estudia por medio de una muestra de eventos fotón-jet. Para cada evento se pide un fotón y solamente un jet por encima de 10 GeV. Los histogramas de la Figura 6.14 corresponden al espectro E_T de los jets pertenecientes a eventos en los cuales la E_T del fotón está limitado a un rango muy reducido, de manera de simular fotones monoenergéticos con resolución perfecta. Se elige una gaussiana para describir $G(E'_T - E_T)$; la Figura 6.14 justifica esta elección. La convolución queda reducida a:

$$f(E'_T) = \int \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{E_T}} e^{-\frac{(E'_T - E_T)^2}{\sigma_{E_T}^2}} F(E_T) dE_T.$$

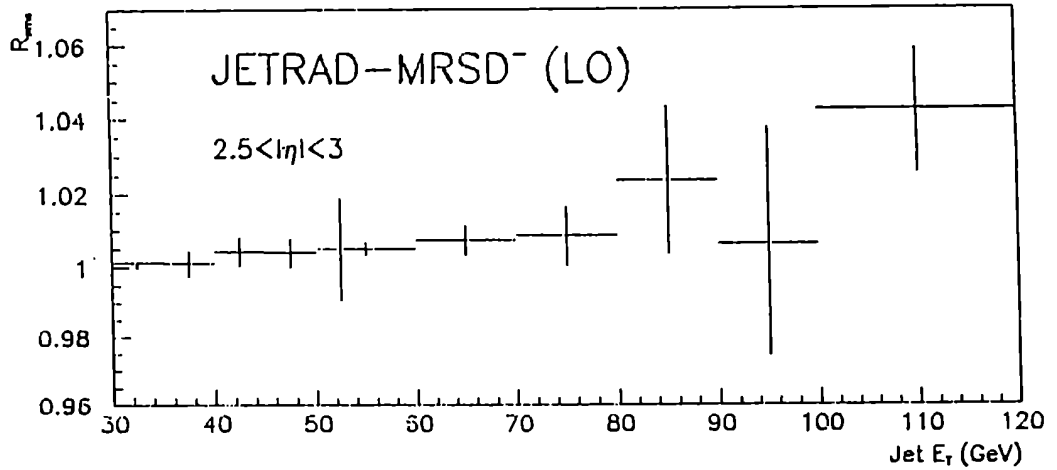


Figura 6.13: R_{sme} es el cociente entre la sección eficaz de jets modificada por efectos de resolución en η y E_T y la sección eficaz de jets modificada sólo por efectos de resolución en E_T . El efecto debido a la resolución en η es menor que 2.5% en el intervalo más cercano al haz ($2.5 < |\eta| < 3$). El gráfico corresponde a una simulación Monte Carlo basada en JETRAD. El efecto es despreciable en los intervalos de menor pseudo-rapidez, ya que la resolución en η es mejor allí .

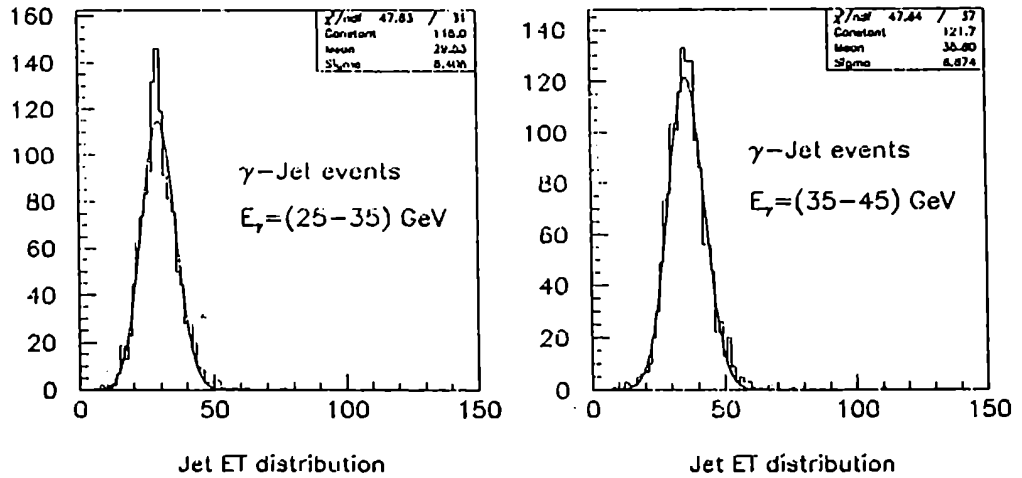


Figura 6.14: Los histogramas corresponden a distribuciones de jets en E_T de eventos fotón-jet. La E_T de los fotones está limitado a un rango pequeño de manera de simular fotones monoenergéticos. Se elige una gaussiana como función de deformación, ya que describe bien la distribución de jets en E_T .

Desafortunadamente, no es trivial encontrar la solución de esta ecuación debido a que la rápida caída de las distribuciones de E_T inducen oscilaciones en $F(E_T)$. En la sección siguiente, se describe el método finalmente adoptado para obtener las distribuciones originales.

6.5.2 Procedimiento para Corregir la Sección Eficaz

Las secciones eficaces inclusivas de jets se corrigen usando el siguiente procedimiento:

- Se elige una función, dependiente de E_T y de cuatro parámetros libres e independientes, para parametrizar la sección eficaz en función de E_T . Esta función, denominada **hipótesis**, debe ser suficientemente sensible para describir la variedad de curvas obtenidas a partir de diferentes elecciones de PDF, μ y λ_c en la teoría. La hipótesis $F(E_T, A, B, C, D)$ se escribe como:

$$\frac{A}{E_T^B} \left(1 + C \left(\frac{2}{\sqrt{s}} \right) E_T \right)^D \times \frac{1}{e^{A_0(E_T) + A_1(E_T)\eta_0}} \int_{\eta_0}^{\eta_1} e^{A_0(E_T) + A_1(E_T)\eta} d\eta,$$

donde η_0 y η_1 definen el intervalo tomado en η . Además:

$$A_0(E_T) = \alpha + \beta E_T + \gamma E_T^2$$

$$A_1(E_T) = \alpha' + \beta' E_T + \gamma' E_T^2.$$

Los parámetros fijos α , β , γ , α' , β' , γ' son distintos en cada intervalo de pseudo-rapidez y se obtienen de una predicción JETRAD del espectro de jets en η , la cual sugiere una dependencia cuadrática con E_T para A_0 y A_1 . Se introduce en la hipótesis un término dependiente de η con el objeto de describir correctamente la forma de las secciones eficaces a alta E_T .

- La hipótesis es deformada numéricamente de acuerdo a la fórmula:

$$f(E'_T, A, B, C, D) = \int G(E'_T - E_T) F(E_T, A, B, C, D) dE_T,$$

donde $G(E'_T - E_T)$ es una gaussiana cuya varianza es la resolución de jets en E_T . Finalmente, la hipótesis deformada, $f(E'_T, A, B, C, D)$ se ajusta a la sección eficaz inclusiva medida.

- El ajuste provee los parámetros A, B, C, D que determinan tanto la hipótesis como la hipótesis deformada. Para corregir el efecto de la resolución en E_T , se divide la sección eficaz medida por el factor:

$$R_{res} = \frac{f(E'_T, A, B, C, D)}{F(E_T, A, B, C, D)}.$$

La corrección por el efecto de la resolución en η contribuye un término al error sistemático. Las fuentes principales de esta contribución son:

- La elección de la función propuesta como hipótesis y el procedimiento de ajuste.
- La dependencia del método de corrección con la fluctuación estadística de los datos.
- El error en la resolución de jets en E_T .

6.5.3 Simulación Monte Carlo

Para estudiar la contribución de la corrección de los efectos de resolución al error de la sección eficaz, se utilizó una simulación Monte Carlo. Esta se basa en la generación de secciones eficaces JETRAD en aproximación LO, usando funciones

de distribución partónicas MRSD⁻. Para que la simulación sea realista, se utilizó el mismo tamaño de intervalos que en los histogramas de la sección eficaz medida.

Errores debidos al Ajuste y a las Fluctuaciones Estadísticas

El método de ajuste y las fluctuaciones estadísticas de los datos contribuyen al error del procedimiento de corrección. La forma en que se obtiene esta contribución al error es la siguiente:

- Las secciones eficaces predichas por JETRAD se toman como las secciones eficaces verdaderas y se denominan **teoría** .
- La E_T de cada jet generado es modificado estadísticamente usando las parametrizaciones de la resolución en E_T . De esta manera, se obtiene una **medición simulada** de la sección eficaz de jets, llamada así por cumplir el rol de la medición.
- Para lograr una simulación más realista, se le asigna a los puntos de la medición simulada el mismo conjunto de errores estadísticos relativos obtenidos en la medición experimental. Las fluctuaciones estadísticas se incluyen suponiendo que los puntos de la medición simulada pueden fluctuar con probabilidad gaussiana alrededor del valor medio original. La varianza de la distribución gaussiana es el error estadístico asignado al punto correspondiente, tomado de la medición real. Usando esta técnica, se generaron diez conjuntos de puntos asociados con la medición simulada.
- Utilizando el mismo método de ajuste que para datos reales, se procede a calcular la hipótesis, $F(E_T)$, y la hipótesis deformada, $f(E'_T)$, para la medición simulada. La corrección a la sección eficaz resulta:

$$R_{res}^{uns} = \frac{f(E'_T)}{F(E_T)}.$$

Pero ahora, el cociente R_{res}^{uns} puede compararse con el cociente verdadero R_{res}^{true} dado por:

$$R_{res}^{true} = \frac{\text{medicion simulada}}{\text{teoria}}.$$

El proceso se repite para los diez conjuntos de puntos simulados, lo que permite estimar el efecto de las fluctuaciones estadísticas de los puntos medidos sobre el valor de los factores de corrección. La diferencia entre R_{res}^{true} y R_{res}^{uns} provee el error sistemático asociado con la elección de la función y el procedimiento de ajuste.

Los gráficos de la parte superior de la Figura 6.15 muestran R_{res}^{uns} y R_{res}^{true} en función de la E_T corregida del jet para las regiones más central y más frontal ($0 < |\eta| < 0.5$ y $2.5 < |\eta| < 3$). La diferencia entre los dos cocientes es del orden del 0 – 10%. Los gráficos de la parte inferior de la Figura 6.15 muestran que un cambio en los factores de corrección, debido a fluctuaciones estadísticas, sería menor que el 0.5% en la región central y menor que el 5% en la frontal.

Error debido a la Incerteza en la Resolución de Jets en E_T

La incerteza en las funciones de resolución de jets en E_T es una de las mayores fuentes de error en la corrección de la sección eficaz por efectos de resolución. Se obtiene directamente de la medición real usando en el procedimiento de ajuste, las estimaciones superior e inferior de las resoluciones de jets en E_T . Los resultados se discuten en la sección siguiente.

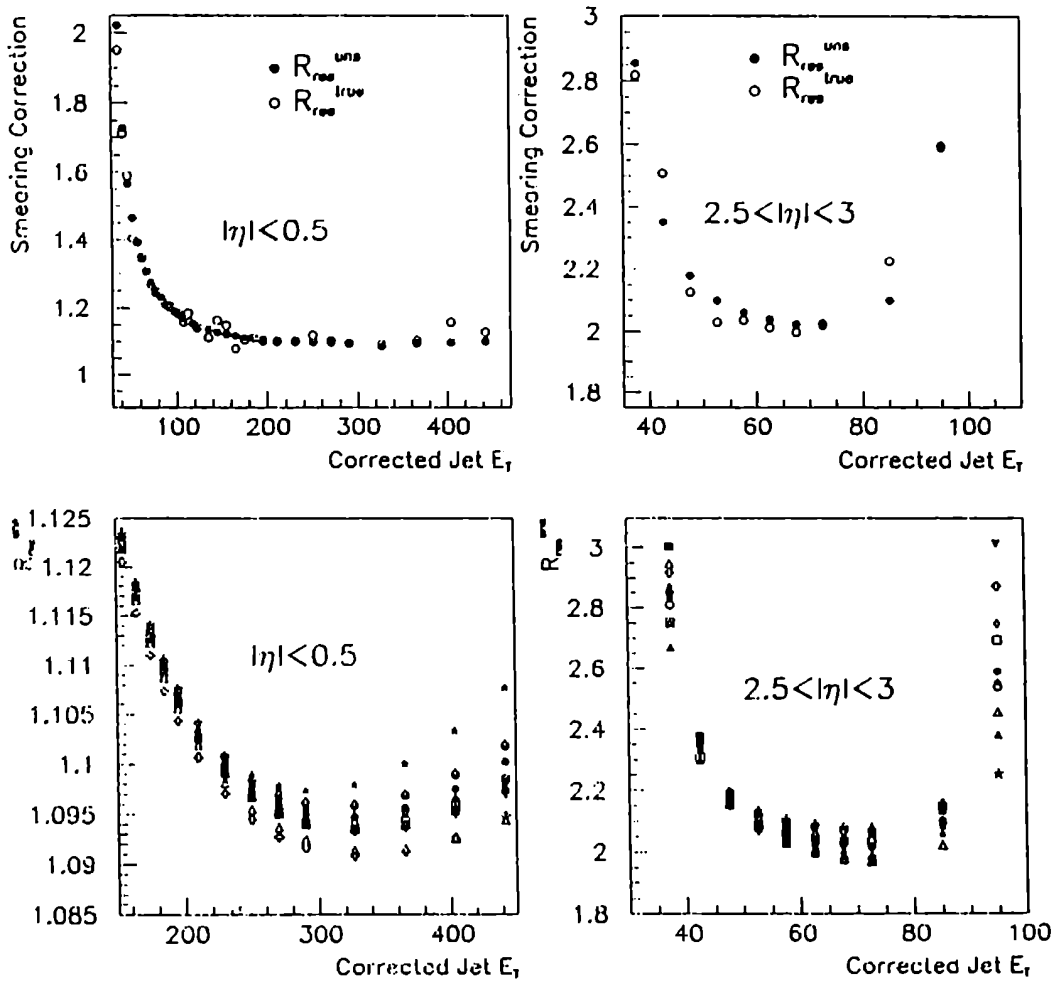


Figura 6.15: Simulación Monte Carlo usando JETRAD. Arriba: comparación entre el efecto verdadero de deformación R_{res}^{true} y la corrección R_{res}^{uns} a la sección eficaz. Abajo: Cambio en los factores de corrección debidos a fluctuaciones de los datos.

6.5.4 Resultados

Tabla 6.10: Parametrizaciones de la sección eficaz inclusiva de jets (hipótesis) como función de la E_T corregida del jet, para distintas regiones de η_d .

η_d	$\ln A$	B	C	D
0 – 0.5	21.74	4.45	-0.50	22.65
0.5 – 1	22.81	4.77	-1.70	4.43
1 – 1.5	24.28	5.17	-2.41	2.13
1.5 – 2	19.74	3.87	-1.32	16.14
2 – 2.5	20.56	4.19	-3.94	5.18
2.5 – 3	18.90	3.61	-6.57	5.33

El ajuste de $f(E_T', A, B, C, D)$ al espectro experimental se ilustra en la Figura 6.16. Los parámetros obtenidos se presentan en la Tabla 6.10. El error considerado en los datos es la parte dependiente de E_T del error sistemático total, sumado en cuadratura al error estadístico. Las correcciones a la sección eficaz inclusiva de jets por efectos de resolución en E_T se muestran en la Figura 6.17. Especial mención merece la contribución del error de la resolución de jets a la incerteza total en la sección eficaz. Las fuentes del mismo son la corrección de la escala de energía, los cortes aplicados a las muestras de $dijets$ y $\gamma-jet$, y la parametrización de la resolución. Esta fracción del error total se estimó haciendo variar las resoluciones dentro de los límites de sus bandas de error. Además, se modificaron las funciones de resolución por un factor de $\pm 10\%$ de manera de incluir la incerteza en la selección de la muestra y la parametrización. Las distribuciones corregidas que se obtienen a partir de las modificaciones de las funciones de resolución, proveen una estimación de la contribución del error de la resolución de jets en E_T a la incerteza total en la medición de la sección eficaz. Esta contribución domina a baja E_T , moviéndose entre un 10% a 35 GeV y un 2% a 400 GeV en la región central. En la frontal, varía entre un 10% a 35 GeV y un 5% a 95 GeV.

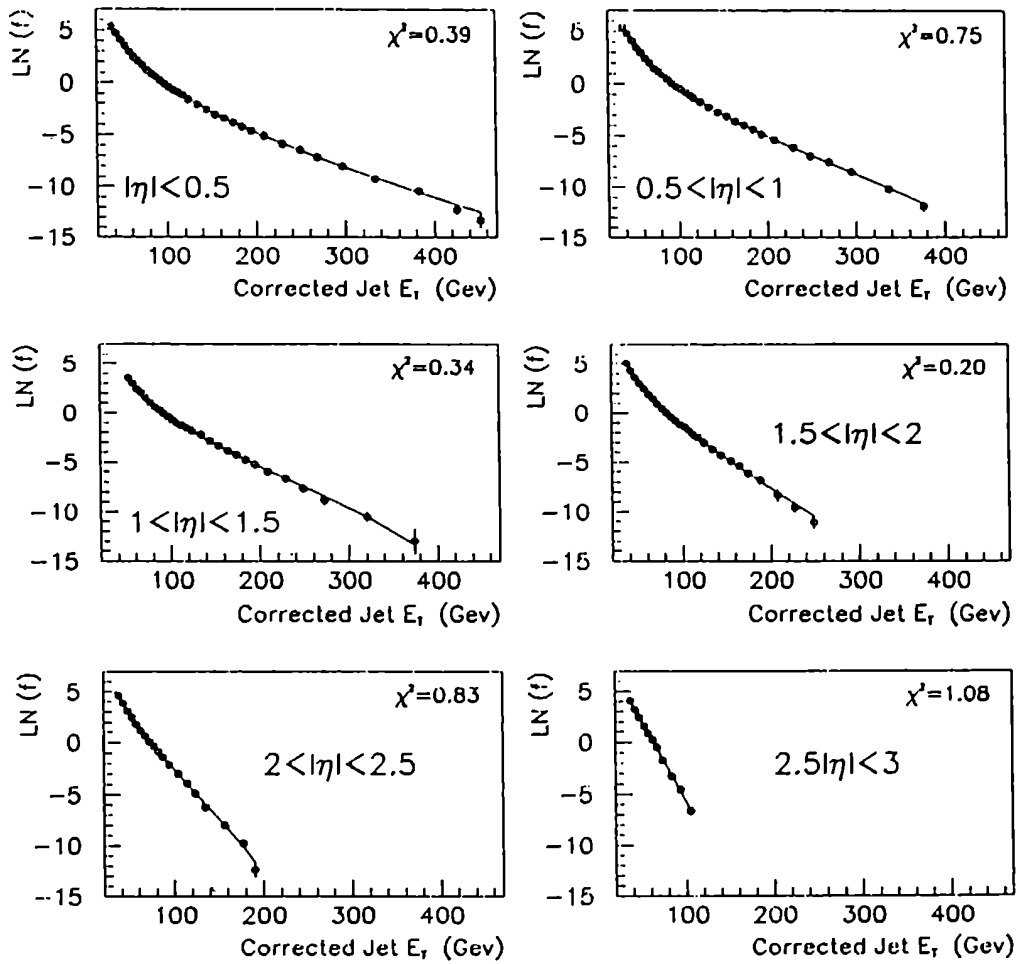


Figura 6.16: Líneas continuas: hipótesis deformadas, $f(E_T', A, B, C, D)$, ajustadas a las secciones eficaces de jets medidas en distintas regiones de η . Los círculos corresponden a la medición experimental.

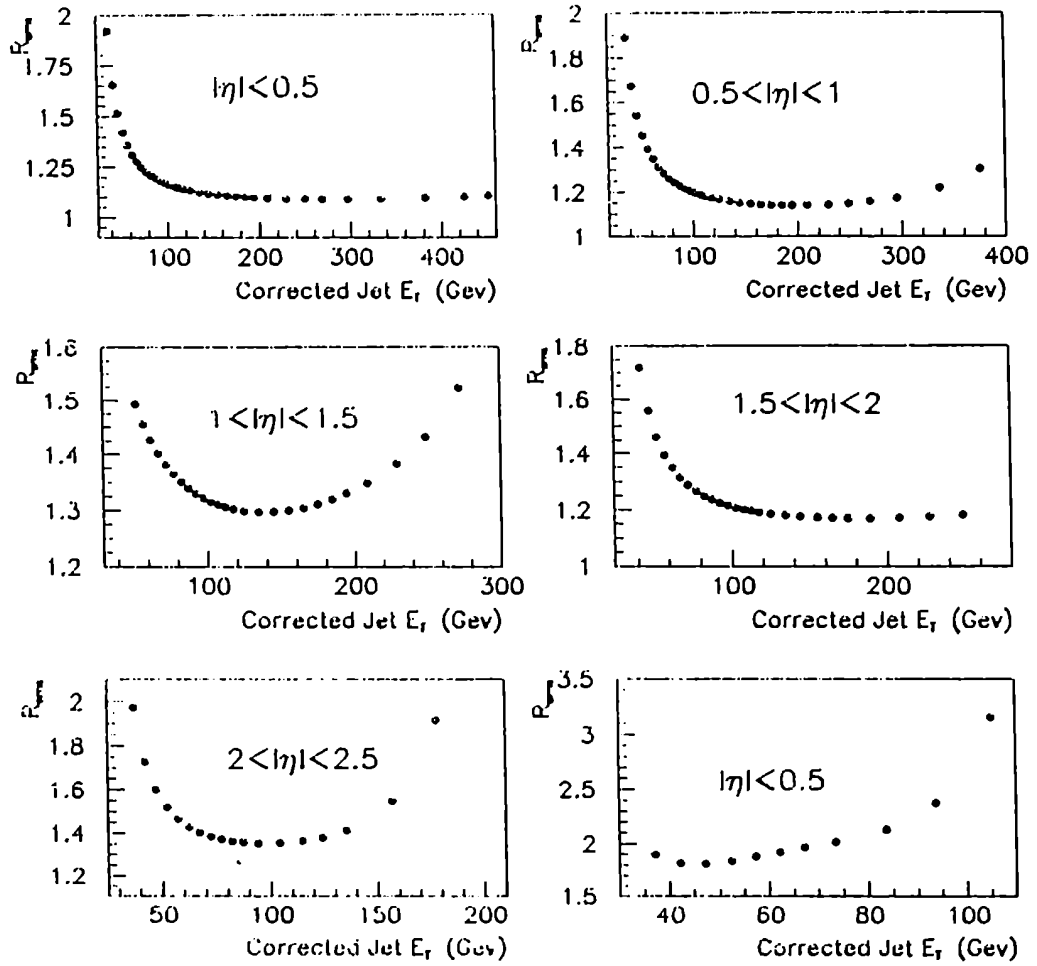


Figura 6.17: Correcciones, R_{sme} , aplicadas a las secciones eficaces de jets medidas en distintas regiones de η .

Capitulo 7

Resultados y Conclusiones

7.1 Secciones Eficaces Inclusivas de Jets

7.1.1 Determinación Experimental de $\langle d^2\sigma/dE_T d\eta \rangle$

La sección eficaz diferencial inclusiva de jets con respecto a su energía transversa y su pseudo-rapidez se define como:

$$\frac{d^2\sigma}{dE_T d\eta}.$$

En los experimentos, la muestra de jets no se toma con un solo trigger. Por lo tanto, cada run y cada trigger proveen una medición independiente de la sección eficaz. La mejor forma de combinar estas mediciones es calculando un valor medio efectivo, pesado por las luminosidades de cada run y cada trigger:

$$\frac{d^2\sigma}{dE_T d\eta} = \sum_i \frac{L_i^{eff}}{L_T^{eff}} \frac{d^2\sigma_i}{dE_T d\eta},$$

donde la suma se realiza sobre todos los runs disponibles, y L_i^{eff} , L_T^{eff} son las luminosidades efectivas del run i y de la muestra completa respectivamente. Si la sección eficaz diferencial se grafica en intervalos de E_T y η , entonces se expresa como:

$$\left\langle \frac{d^2\sigma}{dE_T d\eta} \right\rangle (p\bar{p} \rightarrow jet + X) = \frac{N}{L^{eff} \times \Delta E_T \times \Delta\eta \times \epsilon},$$

donde $\langle \rangle$ denota un promedio sobre un intervalo E_T - η en particular, ΔE_T y $\Delta\eta$ definen el tamaño del intervalo, $N = \sum_i N_i$ es la suma sobre todos los runs del número de jets en el intervalo, y ϵ es el producto de las eficiencias asociadas con la medición.

El número de jets en el intervalo, N , tiene una distribución Poisson. Si el número total de jets en la muestra, N_T , es mucho mayor que N , el error estadístico de la sección eficaz en un intervalo dado es:

$$\frac{\sqrt{N}}{L^{eff} \times \Delta E_T \times \Delta\eta \times \epsilon}.$$

Las secciones eficaces diferenciales inclusivas de jets fueron medidas en función de la E_T del jet en seis intervalos diferentes de η , tal como se muestra en la Tabla 7.1. La medición no se extiende por debajo de los E_T mínimos que allí se indican, debido a la creciente incerteza asociada a factores tales como la definición de jet, la escala de energía, las correcciones por efectos de resolución, y la eficiencia de triggers y de reconstrucción.

El cálculo de la sección eficaz de jets a partir de las variables de jets reconstruidas por el algoritmo de cono fijo, se realiza en varias etapas:

- Los eventos que no pasan el corte $R_{\cancel{E}_T}$ y los jets que no pasan los cortes estándar son eliminados de la muestra.
- La energía y la E_T de los jets que permanecen en la muestra se corrigen de forma de llevarlas a la E y E_T de los jets partónicos originales. Se elimina el corrimiento sistemático en la η física del jet.

Tabla 7.1: Rango cinemático cubierto por $D\bar{D}$ en la medición de la sección eficaz inclusiva de jets.

Región	Rango de η	E_T^{min} (GeV)
CT1	[0, 0.5]	35
CT2	[0.5, 1]	35
IC1	[1, 1.5]	50
IC2	[1.5, 2]	35
FW1	[2, 2.5]	35
FW2	[2.5, 3]	35

- Se obtiene una distribución de jets en E_T por cada trigger-filtro en cada intervalo η . Cada jet es una entrada del histograma de las distribuciones, y contribuye al mismo con un peso igual a la función inversa de las eficiencias de los cortes. Los puntos experimentales se grafican en el valor medio de cada intervalo E_T .
- Las distribuciones E_T se presentan normalizadas por la correspondiente luminosidad efectiva del trigger y el tamaño de los intervalos del histograma respectivo. Como la ineficiencia de reconstrucción y de los triggers en el rango cinemático de interés es pequeña comparada con la incerteza en la luminosidad y en las correcciones de energía, se incluye como una contribución al error sistemático total. Por lo tanto, se toma $\epsilon = 1$.
- Para cada región de η , el espectro E_T definido en la Tabla 7.1 se obtiene a partir de las cinco secciones eficaces medidas con los triggers de jets. JET_MIN es usado en el rango de menor E_T y JET_MAX en el de mayor E_T . La información se extrae del trigger con mayor número de jets y mayor eficiencia en un dado intervalo E_T - η . La eficiencia de trigger en los puntos

experimentales seleccionados para el espectro final, es siempre mayor que el 95%.

- Finalmente, se procedió a la corrección de las scis secciones eficaces para extraer los efectos de la resolución de jets en E_T .

7.1.2 Incertezas Sistemáticas y Estadísticas

Los errores sistemáticos no constituyen una fuente importante de error en la mayor parte del rango cinemático cubierto por $D\emptyset$. Por ejemplo, en la región CT1, es siempre menor que 5%, por debajo de 250 GeV.

Las fuentes de error sistemático ya se enumeraron en el capítulo 6. Su contribución a la incerteza total en la medición de la sección eficaz, se resume en los siguientes puntos:

- La **eficiencia de trigger** es siempre mayor que 95% en el rango cinemático medido excepto en la región IC, donde los triggers se encienden muy lentamente como función de E_T . En esta región, los umbrales de los triggers no están suficientemente cerca como para compensar el encendido lento. Por lo tanto, los triggers se quedan sin estadística antes de que la eficiencia del trigger de mayor umbral en E_T sea mayor que 95%. Las secciones eficaces no son corregidas por este factor menor que el 5%, el cual se suma al error total. En la región IC la contribución puede ser de hasta un 10%.
- Los **cortes de jets** y la corrección asociada contribuyen con un error promedio del 2% en las secciones eficaces. La contribución de la contaminación remanente es mucho menor que la de los errores estadísticos, excepto a baja E_T en las regiones CT donde puede llegar al 3%.

- La corrección al **corrimiento sistemático en η** se obtiene de una simulación Monte Carlo. Existe una incerteza grande asociada con esta corrección, puesto que depende fuertemente del generador y del modelo de hadronización usados. La corrección contribuye con un error que va desde un 1% en la región central hasta un 5% en la frontal.
- La incerteza en la **escala de energía** es la mayor contribución al error sistemático total. En la región CT1, crece desde un 20% a $E_T = 35$ GeV hasta un 50% a 300 GeV. La pendiente de la distribución se hace más pronunciada para intervalos de pseudo-rapidez elevada, por lo que en éstos el error se hace aun más importante. En la región FW2, crece desde un 25% a $E_T = 35$ GeV hasta un 80% a 95 GeV.
- La contribución de la **corrección por efectos de resolución** está determinada por el error en la medición de la resolución de jets en E_T y por el método de corrección en sí. Varía entre el 10% a 35 GeV y el 2% a 400 GeV en la región central, y entre el 12% a 35 GeV y el 8% a 95 GeV en la región frontal. No se aplican correcciones debidas a efectos de resolución en η ya que serían de solamente un 1% en la región CT1 y de menos del 2.5% en el intervalo FW2.
- La incerteza en el **cálculo de luminosidad** es otra fuente importante de error. Contribuye con un 12% de incerteza en la escala absoluta de las secciones eficaces.

El error sistemático total de la medición de la sección eficaz inclusiva de jets se obtuvo sumando en cuadratura los errores porcentuales de todas las contribuciones. Esto supone que los errores son independientes los unos de los otros.

7.1.3 Resultados

Los resultados de la medición de la sección eficaz inclusiva de jets se presentan e ilustran en las Tablas 7.2–7.7 y en las Figuras 7.1–7.3. Las barras continuas representan los errores estadísticos y las discontinuas los sistemáticos. La E_T es la del jet partónico original y las secciones eficaces incluyen todas las correcciones mencionadas en la sección anterior.

La medición de $D\bar{D}$ cubre más de 8 ordenes de magnitud en las secciones eficaces correspondientes a seis intervalos de η que cubren un rango de pseudo-rapidez definida por $|\eta| < 3$. El jet medido de mayor E_T tiene 450 GeV y $\eta = 0.1$. Los calorímetros frontales detectaron y midieron jets con energías del orden de los 700 GeV. Los límites cinemáticos de E_T en las seis regiones de η son 900, 795, 580, 380, 233 y 140 GeV respectivamente.

Tabla 7.2: Sección eficaz diferencial inclusiva de jets medida con el detector DØ como función de E_T en la región CT1 ($|\eta| < 0.5$). La E_T del jet está en GeV y la sección eficaz en (nb/GeV). El espectro de E_T está dividido en intervalos de 5, 10, 20 y 40 GeV a medida que crece E_T .

E_T del Jet	$(d^2\sigma/dE_T d\eta)$	Error Estad.	+ Error Sist.	- Error Sist.
37.2	0.121E + 03	$\pm 0.249E + 01$	+0.362E + 02	-0.320E + 02
42.2	0.707E + 02	$\pm 0.177E + 01$	+0.198E + 02	-0.175E + 02
47.2	0.404E + 02	$\pm 0.128E + 01$	+0.120E + 02	-0.110E + 02
52.3	0.238E + 02	$\pm 0.949E + 00$	+0.573E + 01	-0.562E + 01
57.3	0.147E + 02	$\pm 0.728E + 00$	+0.356E + 01	-0.350E + 01
62.3	0.917E + 01	$\pm 0.566E + 00$	+0.248E + 01	-0.200E + 01
67.2	0.628E + 01	$\pm 0.462E + 00$	+0.147E + 01	-0.151E + 01
72.4	0.436E + 01	$\pm 0.381E + 00$	+0.888E + 00	-0.114E + 01
77.3	0.281E + 01	$\pm 0.270E - 01$	+0.635E + 00	-0.633E + 00
82.4	0.200E + 01	$\pm 0.226E - 01$	+0.458E + 00	-0.426E + 00
87.4	0.150E + 01	$\pm 0.195E - 01$	+0.324E + 00	-0.339E + 00
92.4	0.108E + 01	$\pm 0.165E - 01$	+0.254E + 00	-0.251E + 00
97.4	0.785E + 00	$\pm 0.140E - 01$	+0.198E + 00	-0.168E + 00
102.4	0.591E + 00	$\pm 0.121E - 01$	+0.143E + 00	-0.134E + 00
107.4	0.451E + 00	$\pm 0.105E - 01$	+0.104E + 00	-0.949E - 01
112.4	0.348E + 00	$\pm 0.920E - 02$	+0.798E - 01	-0.796E - 01
117.4	0.271E + 00	$\pm 0.810E - 02$	+0.600E - 01	-0.708E - 01
124.7	0.177E + 00	$\pm 0.462E - 02$	+0.475E - 01	-0.387E - 01
134.7	0.110E + 00	$\pm 0.363E - 02$	+0.276E - 01	-0.264E - 01
144.7	0.691E - 01	$\pm 0.287E - 02$	+0.178E - 01	-0.174E - 01
154.6	0.424E - 01	$\pm 0.224E - 02$	+0.132E - 01	-0.836E - 02
164.7	0.303E - 01	$\pm 0.677E - 03$	+0.774E - 02	-0.767E - 02
174.7	0.196E - 01	$\pm 0.545E - 03$	+0.607E - 02	-0.474E - 02
184.5	0.133E - 01	$\pm 0.449E - 03$	+0.404E - 02	-0.384E - 02
194.7	0.896E - 02	$\pm 0.368E - 03$	+0.259E - 02	-0.212E - 02
208.8	0.550E - 02	$\pm 0.204E - 03$	+0.158E - 02	-0.172E - 02
229.1	0.262E - 02	$\pm 0.107E - 03$	+0.105E - 02	-0.770E - 03
249.4	0.147E - 02	$\pm 0.807E - 04$	+0.377E - 03	-0.440E - 03
268.4	0.731E - 03	$\pm 0.570E - 04$	+0.432E - 03	-0.260E - 03
296.9	0.309E - 03	$\pm 0.263E - 04$	+0.104E - 03	-0.111E - 03
333.4	0.937E - 04	$\pm 0.145E - 04$	+0.759E - 04	-0.561E - 04
382.6	0.288E - 04	$\pm 0.817E - 05$	+0.320E - 04	-0.201E - 04
425.5	0.450E - 05	$\pm 0.287E - 05$	+0.140E - 04	-0.279E - 05
451.9	0.150E - 05	$\pm 0.167E - 05$	+0.302E - 05	-0.156E - 05

Tabla 7.3: Sección eficaz diferencial inclusiva de jets medida con el detector DØ como función de E_T en la región CT2 ($0.5 < |\eta| < 1$). La E_T del jet está en GeV y la sección eficaz en (nb/GeV). El espectro de E_T está dividido en intervalos de 5, 10, 20 y 40 GeV a medida que crece E_T .

E_T del Jet	$\langle d^2\sigma/dE_T d\eta \rangle$	Error Estad.	+ Error Sist.	- Error Sist.
37.2	$0.123E + 03$	$\pm 0.249E + 01$	$+ 0.343E + 02$	$- 0.300E + 02$
42.2	$0.694E + 02$	$\pm 0.176E + 01$	$+ 0.201E + 02$	$- 0.183E + 02$
47.3	$0.399E + 02$	$\pm 0.128E + 01$	$+ 0.100E + 02$	$- 0.981E + 01$
52.3	$0.230E + 02$	$\pm 0.946E + 00$	$+ 0.610E + 01$	$- 0.537E + 01$
57.4	$0.146E + 02$	$\pm 0.736E + 00$	$+ 0.328E + 01$	$- 0.339E + 01$
62.2	$0.883E + 01$	$\pm 0.564E + 00$	$+ 0.289E + 01$	$- 0.184E + 01$
67.3	$0.597E + 01$	$\pm 0.457E + 00$	$+ 0.136E + 01$	$- 0.175E + 01$
72.4	$0.348E + 01$	$\pm 0.345E + 00$	$+ 0.867E + 00$	$- 0.626E + 00$
77.3	$0.254E + 01$	$\pm 0.260E - 01$	$+ 0.568E + 00$	$- 0.558E + 00$
82.4	$0.195E + 01$	$\pm 0.227E - 01$	$+ 0.363E + 00$	$- 0.409E + 00$
87.3	$0.135E + 01$	$\pm 0.187E - 01$	$+ 0.399E + 00$	$- 0.329E + 00$
92.3	$0.926E + 00$	$\pm 0.154E - 01$	$+ 0.239E + 00$	$- 0.214E + 00$
97.4	$0.666E + 00$	$\pm 0.130E - 01$	$+ 0.162E + 00$	$- 0.141E + 00$
102.3	$0.509E + 00$	$\pm 0.114E - 01$	$+ 0.117E + 00$	$- 0.115E + 00$
107.4	$0.387E + 00$	$\pm 0.988E - 02$	$+ 0.845E - 01$	$- 0.911E - 01$
112.4	$0.292E + 00$	$\pm 0.856E - 02$	$+ 0.748E - 01$	$- 0.686E - 01$
117.4	$0.221E + 00$	$\pm 0.742E - 02$	$+ 0.541E - 01$	$- 0.498E - 01$
124.6	$0.152E + 00$	$\pm 0.434E - 02$	$+ 0.362E - 01$	$- 0.337E - 01$
134.5	$0.918E - 01$	$\pm 0.337E - 02$	$+ 0.265E - 01$	$- 0.211E - 01$
144.4	$0.580E - 01$	$\pm 0.267E - 02$	$+ 0.143E - 01$	$- 0.145E - 01$
154.7	$0.391E - 01$	$\pm 0.219E - 02$	$+ 0.845E - 02$	$- 0.922E - 02$
164.6	$0.246E - 01$	$\pm 0.622E - 03$	$+ 0.688E - 02$	$- 0.614E - 02$
174.6	$0.166E - 01$	$\pm 0.511E - 03$	$+ 0.460E - 02$	$- 0.431E - 02$
184.7	$0.111E - 01$	$\pm 0.418E - 03$	$+ 0.316E - 02$	$- 0.321E - 02$
194.6	$0.700E - 02$	$\pm 0.332E - 03$	$+ 0.260E - 02$	$- 0.191E - 02$
208.7	$0.400E - 02$	$\pm 0.178E - 03$	$+ 0.134E - 02$	$- 0.134E - 02$
229.4	$0.193E - 02$	$\pm 0.949E - 04$	$+ 0.554E - 03$	$- 0.565E - 03$
248.9	$0.847E - 03$	$\pm 0.630E - 04$	$+ 0.488E - 03$	$- 0.268E - 03$
269.4	$0.483E - 03$	$\pm 0.480E - 04$	$+ 0.143E - 03$	$- 0.205E - 03$
295.0	$0.174E - 03$	$\pm 0.206E - 04$	$+ 0.129E - 03$	$- 0.100E - 03$
336.5	$0.307E - 04$	$\pm 0.885E - 05$	$+ 0.498E - 04$	$- 0.171E - 04$
375.7	$0.529E - 05$	$\pm 0.399E - 05$	$+ 0.247E - 04$	$- 0.353E - 05$

Tabla 7.4: Sección eficaz diferencial inclusiva de jets medida con el detector DØ como función de E_T en la región IC1 ($1 < |\eta| < 1.5$). La E_T del jet está en GeV y la sección eficaz en (nb/GeV). El espectro de E_T está dividido en intervalos de 5, 10, 20 y 40 GeV a medida que crece E_T .

E_T del Jet	$\langle d^2\sigma/dE_T d\eta \rangle$	Error Estad.	+ Error Sist.	- Error Sist.
52.3	0.237E + 02	$\pm 0.973E + 00$	+0.587E + 01	-0.524E + 01
57.3	0.141E + 02	$\pm 0.740E + 00$	+0.352E + 01	-0.322E + 01
62.1	0.804E + 01	$\pm 0.554E + 00$	+0.261E + 01	-0.201E + 01
67.2	0.548E + 01	$\pm 0.453E + 00$	+0.109E + 01	-0.122E + 01
72.3	0.327E + 01	$\pm 0.113E + 00$	+0.816E + 00	-0.801E + 00
77.4	0.211E + 01	$\pm 0.901E - 01$	+0.530E + 00	-0.517E + 00
82.4	0.133E + 01	$\pm 0.712E - 01$	+0.395E + 00	-0.266E + 00
87.3	0.102E + 01	$\pm 0.622E - 01$	+0.201E + 00	-0.232E + 00
92.3	0.727E + 00	$\pm 0.523E - 01$	+0.189E + 00	-0.165E + 00
97.4	0.525E + 00	$\pm 0.443E - 01$	+0.113E + 00	-0.121E + 00
102.3	0.377E + 00	$\pm 0.375E - 01$	+0.115E + 00	-0.781E - 01
107.3	0.288E + 00	$\pm 0.327E - 01$	+0.560E - 01	-0.598E - 01
112.0	0.224E + 00	$\pm 0.288E - 01$	+0.688E - 01	-0.823E - 01
117.4	0.174E + 00	$\pm 0.697E - 02$	+0.404E - 01	-0.360E - 01
124.7	0.124E + 00	$\pm 0.416E - 02$	+0.273E - 01	-0.257E - 01
134.6	0.855E - 01	$\pm 0.346E - 02$	+0.179E - 01	-0.227E - 01
144.6	0.459E - 01	$\pm 0.254E - 02$	+0.158E - 01	-0.113E - 01
154.7	0.278E - 01	$\pm 0.198E - 02$	+0.831E - 02	-0.805E - 02
164.7	0.164E - 01	$\pm 0.547E - 03$	+0.474E - 02	-0.349E - 02
174.4	0.109E - 01	$\pm 0.447E - 03$	+0.327E - 02	-0.368E - 02
184.6	0.635E - 02	$\pm 0.343E - 03$	+0.224E - 02	-0.199E - 02
194.5	0.392E - 02	$\pm 0.271E - 03$	+0.146E - 02	-0.147E - 02
208.8	0.189E - 02	$\pm 0.135E - 03$	+0.783E - 03	-0.535E - 03
228.9	0.925E - 03	$\pm 0.730E - 04$	+0.322E - 03	-0.344E - 03
248.7	0.338E - 03	$\pm 0.452E - 04$	+0.229E - 03	-0.109E - 03
272.3	0.985E - 04	$\pm 0.178E - 04$	+0.700E - 04	-0.558E - 04
320.5	0.134E - 04	$\pm 0.782E - 05$	+0.168E - 04	-0.985E - 05
373.8	0.756E - 06	$\pm 0.227E - 05$	+0.724E - 05	-0.182E - 06

Tabla 7.5: Sección eficaz diferencial inclusiva de jets medida con el detector DØ como función de E_T en la región IC2 ($1.5 < |\eta| < 2$). La E_T del jet está en GeV y la sección eficaz en (nb/GeV). El espectro de E_T está dividido en intervalos de 5, 10, 20 y 40 GeV a medida que crece E_T .

E_T del Jet	$\langle d^2\sigma/dE_T d\eta \rangle$	Error Estad.	+ Error Sist.	- Error Sist.
37.2	0.786E + 02	$\pm 0.208E + 01$	+0.225E + 02	-0.204E + 02
42.1	0.443E + 02	$\pm 0.143E + 01$	+0.126E + 02	-0.115E + 02
47.2	0.249E + 02	$\pm 0.102E + 01$	+0.603E + 01	-0.613E + 01
52.3	0.143E + 02	$\pm 0.745E + 00$	+0.337E + 01	-0.318E + 01
57.3	0.881E + 01	$\pm 0.572E + 00$	+0.207E + 01	-0.208E + 01
62.3	0.516E + 01	$\pm 0.430E + 00$	+0.149E + 01	-0.127E + 01
67.3	0.336E + 01	$\pm 0.343E + 00$	+0.860E + 00	-0.693E + 00
72.2	0.198E + 01	$\pm 0.260E + 00$	+0.554E + 00	-0.506E + 00
77.3	0.124E + 01	$\pm 0.182E - 01$	+0.285E + 00	-0.271E + 00
82.3	0.853E + 00	$\pm 0.150E - 01$	+0.217E + 00	-0.212E + 00
87.3	0.558E + 00	$\pm 0.121E - 01$	+0.149E + 00	-0.131E + 00
92.3	0.392E + 00	$\pm 0.101E - 01$	+0.908E - 01	-0.980E - 01
97.4	0.264E + 00	$\pm 0.826E - 02$	+0.733E - 01	-0.563E - 01
102.4	0.213E + 00	$\pm 0.740E - 02$	+0.420E - 01	-0.517E - 01
107.4	0.145E + 00	$\pm 0.610E - 02$	+0.438E - 01	-0.414E - 01
112.4	0.980E - 01	$\pm 0.501E - 02$	+0.329E - 01	-0.235E - 01
117.5	0.721E - 01	$\pm 0.430E - 02$	+0.177E - 01	-0.217E - 01
124.7	0.424E - 01	$\pm 0.233E - 02$	+0.137E - 01	-0.111E - 01
134.5	0.220E - 01	$\pm 0.168E - 02$	+0.808E - 02	-0.525E - 02
144.0	0.117E - 01	$\pm 0.123E - 02$	+0.479E - 02	-0.446E - 02
155.1	0.637E - 02	$\pm 0.906E - 03$	+0.115E - 02	-0.151E - 02
164.8	0.377E - 02	$\pm 0.249E - 03$	+0.151E - 02	-0.133E - 02
174.7	0.188E - 02	$\pm 0.177E - 03$	+0.114E - 02	-0.398E - 03
188.6	0.952E - 03	$\pm 0.893E - 04$	+0.239E - 03	-0.436E - 03
207.7	0.209E - 03	$\pm 0.420E - 04$	+0.296E - 03	-0.115E - 03
227.2	0.618E - 04	$\pm 0.176E - 04$	+0.575E - 04	-0.431E - 04
248.5	0.130E - 04	$\pm 0.580E - 05$	+0.111E - 04	-0.112E - 04

Tabla 7.6: Sección eficaz diferencial inclusiva de jets medida con el detector DØ como función de E_T en la región FW1 ($2 < |\eta| < 2.5$). La E_T del jet está en GeV y la sección eficaz en (nb/GeV). El espectro de E_T está dividido en intervalos de 5, 10 y 20 GeV a medida que crece E_T .

E_T del Jet	$\langle d^2\sigma/dE_T d\eta \rangle$	Error Estad.	+ Error Sist.	- Error Sist.
37.2	$0.494E + 02$	$\pm 0.161E + 01$	$+0.147E + 02$	$-0.126E + 02$
42.2	$0.273E + 02$	$\pm 0.112E + 01$	$+0.733E + 01$	$-0.657E + 01$
47.1	$0.139E + 02$	$\pm 0.769E + 00$	$+0.405E + 01$	$-0.364E + 01$
52.2	$0.755E + 01$	$\pm 0.552E + 00$	$+0.177E + 01$	$-0.175E + 01$
57.2	$0.402E + 01$	$\pm 0.396E + 00$	$+0.117E + 01$	$-0.970E + 00$
62.3	$0.221E + 01$	$\pm 0.940E - 01$	$+0.537E + 00$	$-0.515E + 00$
67.3	$0.134E + 01$	$\pm 0.725E - 01$	$+0.338E + 00$	$-0.348E + 00$
72.4	$0.757E + 00$	$\pm 0.542E - 01$	$+0.238E + 00$	$-0.176E + 00$
77.3	$0.490E + 00$	$\pm 0.119E - 01$	$+0.151E + 00$	$-0.139E + 00$
82.3	$0.299E + 00$	$\pm 0.928E - 02$	$+0.791E - 01$	$-0.731E - 01$
87.3	$0.192E + 00$	$\pm 0.742E - 02$	$+0.539E - 01$	$-0.531E - 01$
94.2	$0.903E - 01$	$\pm 0.360E - 02$	$+0.295E - 01$	$-0.267E - 01$
104.4	$0.385E - 01$	$\pm 0.236E - 02$	$+0.132E - 01$	$-0.123E - 01$
114.5	$0.148E - 01$	$\pm 0.148E - 02$	$+0.638E - 02$	$-0.413E - 02$
124.0	$0.563E - 02$	$\pm 0.917E - 03$	$+0.308E - 02$	$-0.187E - 02$
135.4	$0.142E - 02$	$\pm 0.331E - 03$	$+0.909E - 03$	$-0.725E - 03$
157.0	$0.223E - 03$	$\pm 0.495E - 04$	$+0.144E - 03$	$-0.132E - 03$
177.6	$0.300E - 04$	$\pm 0.204E - 04$	$+0.502E - 04$	$-0.235E - 04$
190.4	$0.164E - 05$	$\pm 0.423E - 05$	$+0.491E - 05$	$-0.166E - 05$

Tabla 7.7: Sección eficaz diferencial inclusiva de jets medida con el detector DØ como función de E_T en la región FW2 ($2.5 < |\eta| < 3$). La E_T del jet está en GeV y la sección eficaz en (nb/GeV). El espectro de E_T está dividido en intervalos de 5 y 10 GeV a medida que crece E_T .

E_T del Jet	$\langle d^2\sigma/dE_T d\eta \rangle$	Error Estad.	+ Error Sist.	- Error Sist.
37.1	$0.303E + 02$	$\pm 0.124E + 01$	$+0.962E + 01$	$-0.876E + 01$
42.2	$0.135E + 02$	$\pm 0.809E + 00$	$+0.476E + 01$	$-0.399E + 01$
47.2	$0.612E + 01$	$\pm 0.544E + 00$	$+0.214E + 01$	$-0.199E + 01$
52.5	$0.249E + 01$	$\pm 0.350E + 00$	$+0.888E + 00$	$-0.709E + 00$
57.3	$0.128E + 01$	$\pm 0.253E + 00$	$+0.570E + 00$	$-0.269E + 00$
62.2	$0.664E + 00$	$\pm 0.599E - 01$	$+0.237E + 00$	$-0.223E + 00$
67.1	$0.310E + 00$	$\pm 0.413E - 01$	$+0.121E + 00$	$-0.113E + 00$
73.4	$0.886E - 01$	$\pm 0.158E - 01$	$+0.521E - 01$	$-0.372E - 01$
83.7	$0.181E - 01$	$\pm 0.202E - 02$	$+0.954E - 02$	$-0.675E - 02$
93.7	$0.453E - 02$	$\pm 0.107E - 02$	$+0.355E - 02$	$-0.361E - 02$
105.0	$0.438E - 03$	$\pm 0.272E - 03$	$+0.156E - 02$	$-0.346E - 03$

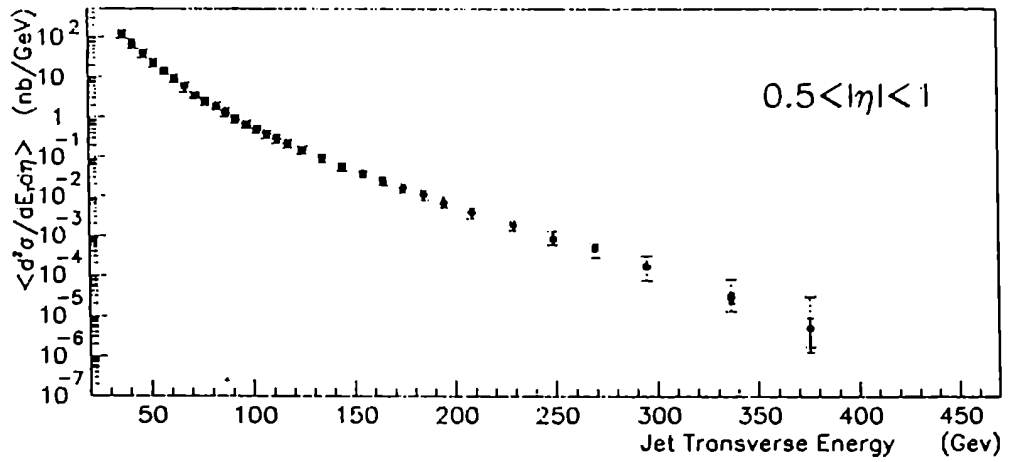
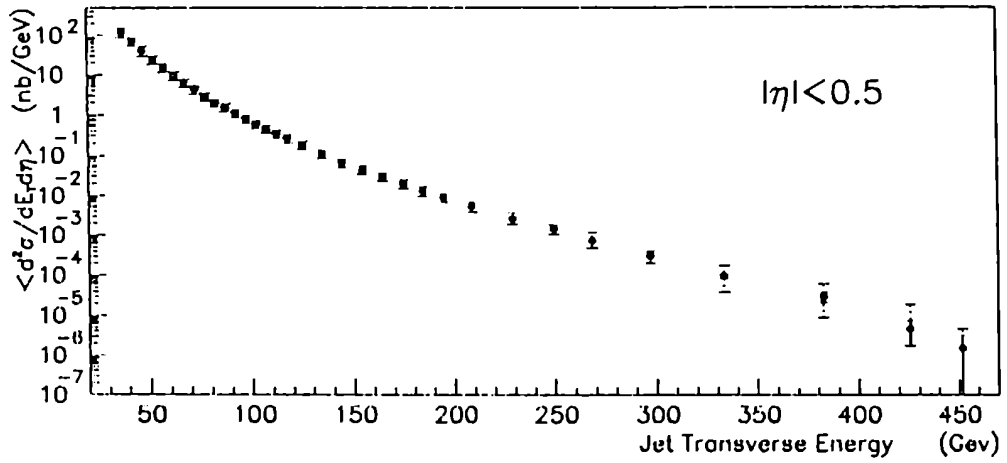


Figura 7.1: Sección eficaz diferencial inclusiva de jets medida con el detector DØ en las regiones CT1 y CT2 ($|\eta| < 0.5$ y $0.5 < |\eta| < 1$). Las barras continuas corresponden a los errores estadísticos y las discontinuas a los sistemáticos.

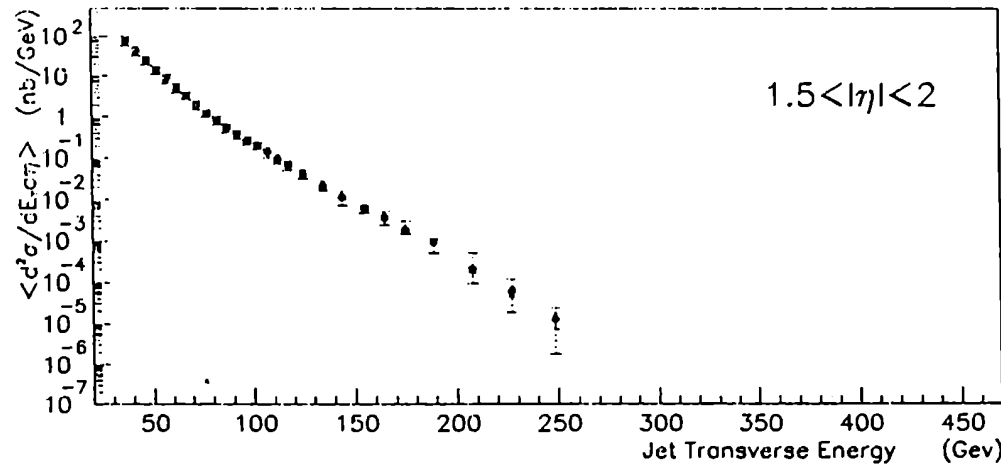
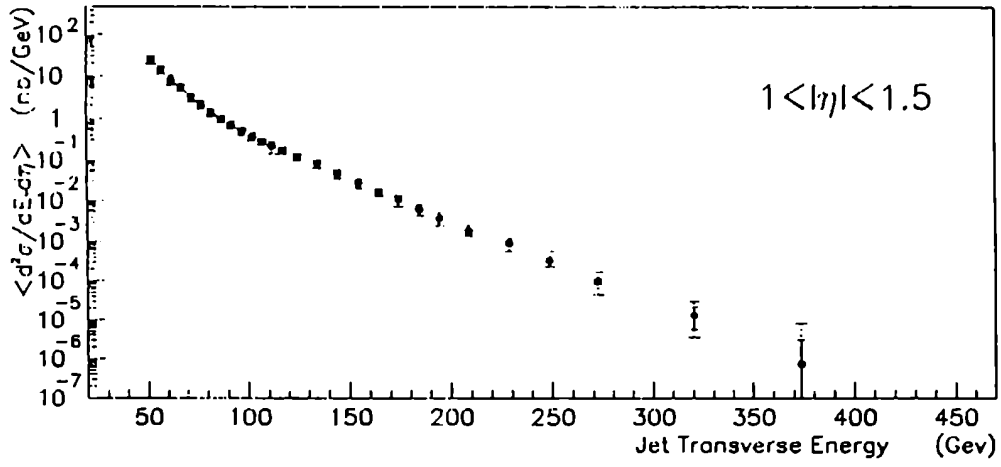


Figura 7.2: Sección eficaz diferencial inclusiva de jets medida con el detector DØ en las regiones IC1 y IC2 ($1 < |\eta| < 1.5$ y $1.5 < |\eta| < 2$). Las barras continuas corresponden a los errores estadísticos y las discontinuas a los sistemáticos.

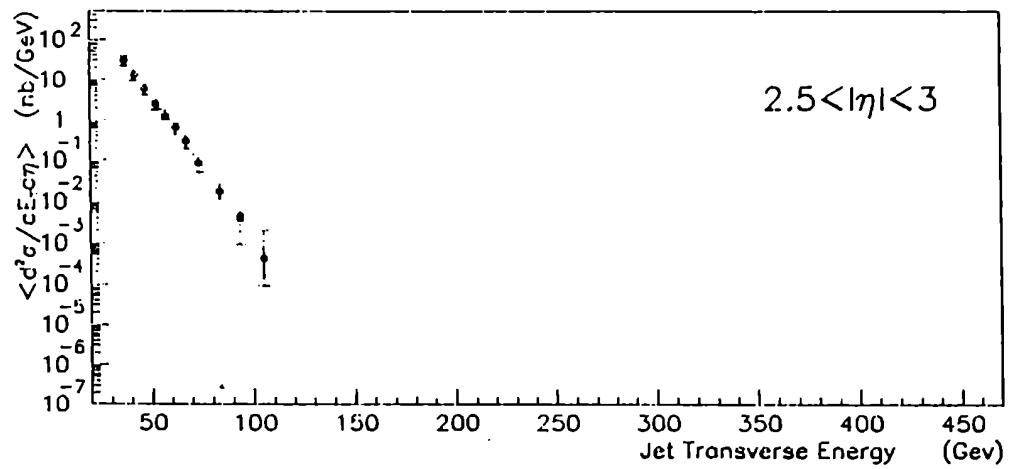
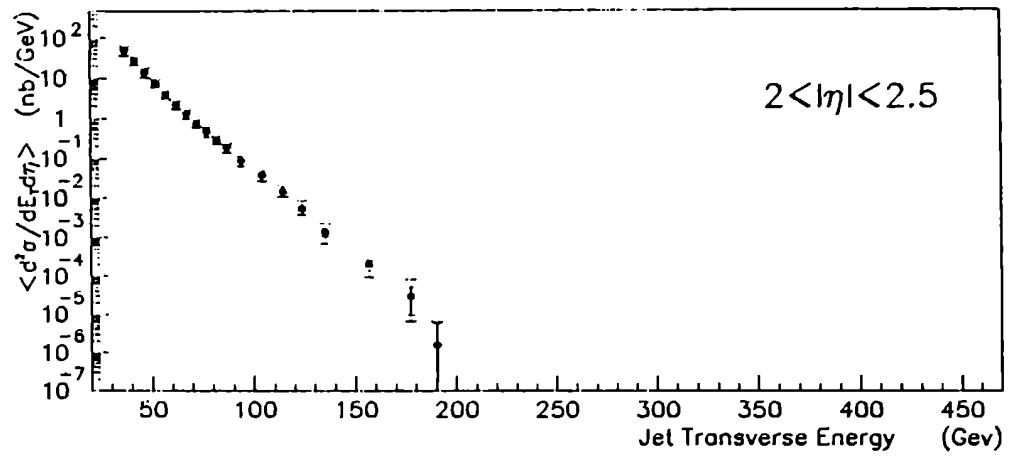


Figura 7.3: Sección eficaz diferencial inclusiva de jets medida con el detector DØ en las regiones FW1 y FW2 ($2 < |\eta| < 2.5$ y $2.5 < |\eta| < 3$). Las barras continuas corresponden a los errores estadísticos y las discontinuas a los sistemáticos.

7.1.4 Comparación con Predicciones de QCD

La comparación de las mediciones de $D\emptyset$ se realizó con las predicciones de Ellis et al. [52, 53] a orden NLO en QCD. Esta predicción depende de la elección de la escala de renormalización μ , de la escala de factorización μ_f y de las funciones de distribución partónicas (PDF).

La Figura 7.4 muestra la dependencia de las secciones eficaces inclusivas de jets con μ para distintos valores de E_T , η and $\mu = \mu_f$. Aunque el cálculo a orden LO muestra una gran dependencia con μ , la predicción a orden NLO es menos sensible a la elección de la escala de renormalización. El cambio en la sección eficaz es del orden del 10 – 20% si μ toma valores entre $E_T/2$ y $2E_T$ en el rango cinemático medido con el detector $D\emptyset$.

Un número grande de conjuntos de funciones de distribución de partones ha sido propuesto por diferentes grupos, basados en los datos experimentales disponibles. La colaboración MRS[31] propuso distintos conjuntos de PDF de los cuales HMRSB0 provee el mejor ajuste a los datos disponibles al momento de su publicación. La colaboración CTEQ[32] también propuso varios conjuntos de PDF. Ellos adoptaron la siguiente convención de nombres: CTEQ n MX, donde n es el número de versión; M se refiere al esquema de renormalización \overline{MS} ; X está ausente en los mejores ajustes, de lo contrario distingue entre distintos conjuntos alternativos dentro de un esquema dado. CTEQ2MS incluye una distribución de gluones singular; CTEQ2MF propone una distribución constante; y CTEQ2ML usa el valor del LEP de Λ_{QCD} (220 MeV). La dependencia de la sección eficaz con las PDF elegidas se ilustra en la Figura 7.5 para el rango cinemático medido por $D\emptyset$. La incerteza en la predicción, debida a la elección del conjunto de PDF es del orden del 10% excluyendo el caso de CTEQ2ML.

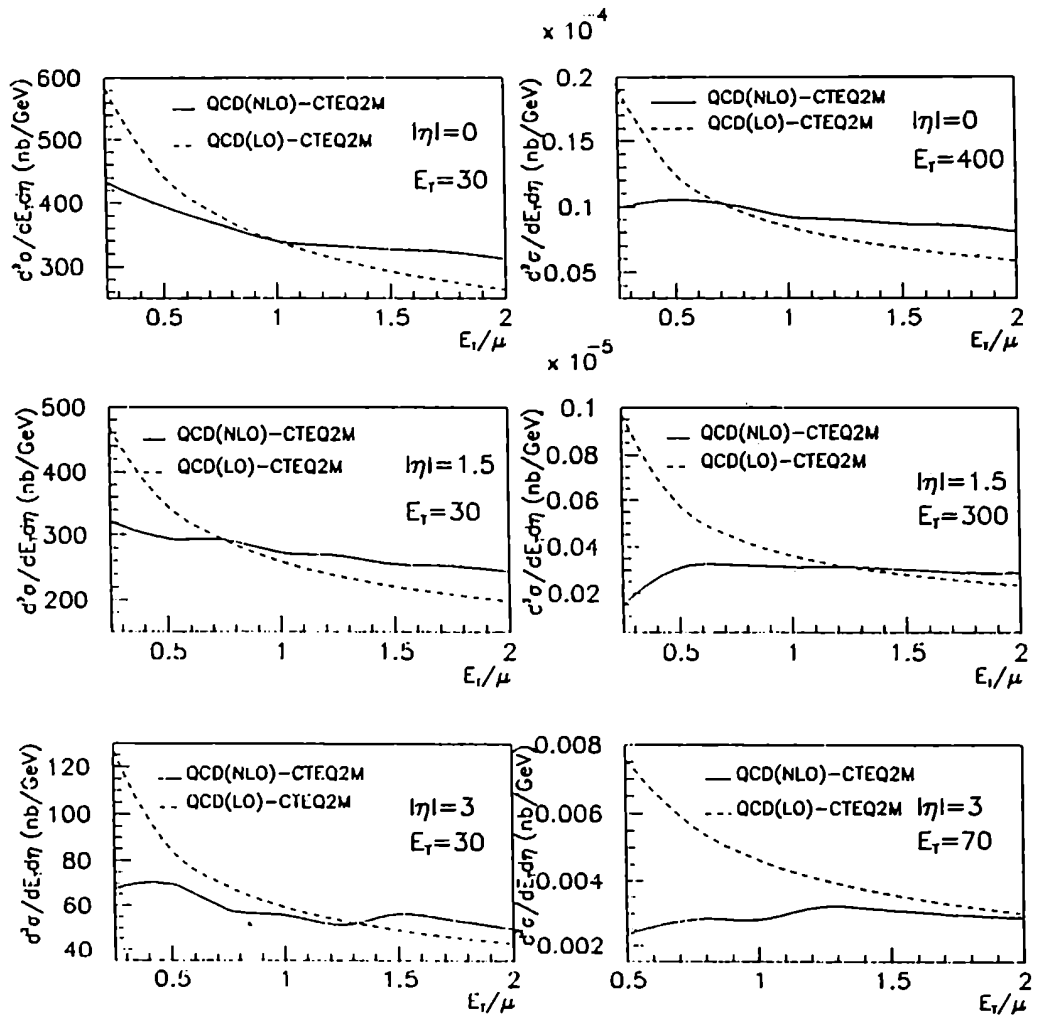


Figura 7.4: Dependencia con la escala de renormalización μ de la predicción EKS a orden LO y NLO de la secciones eficaces inclusivas de jets.

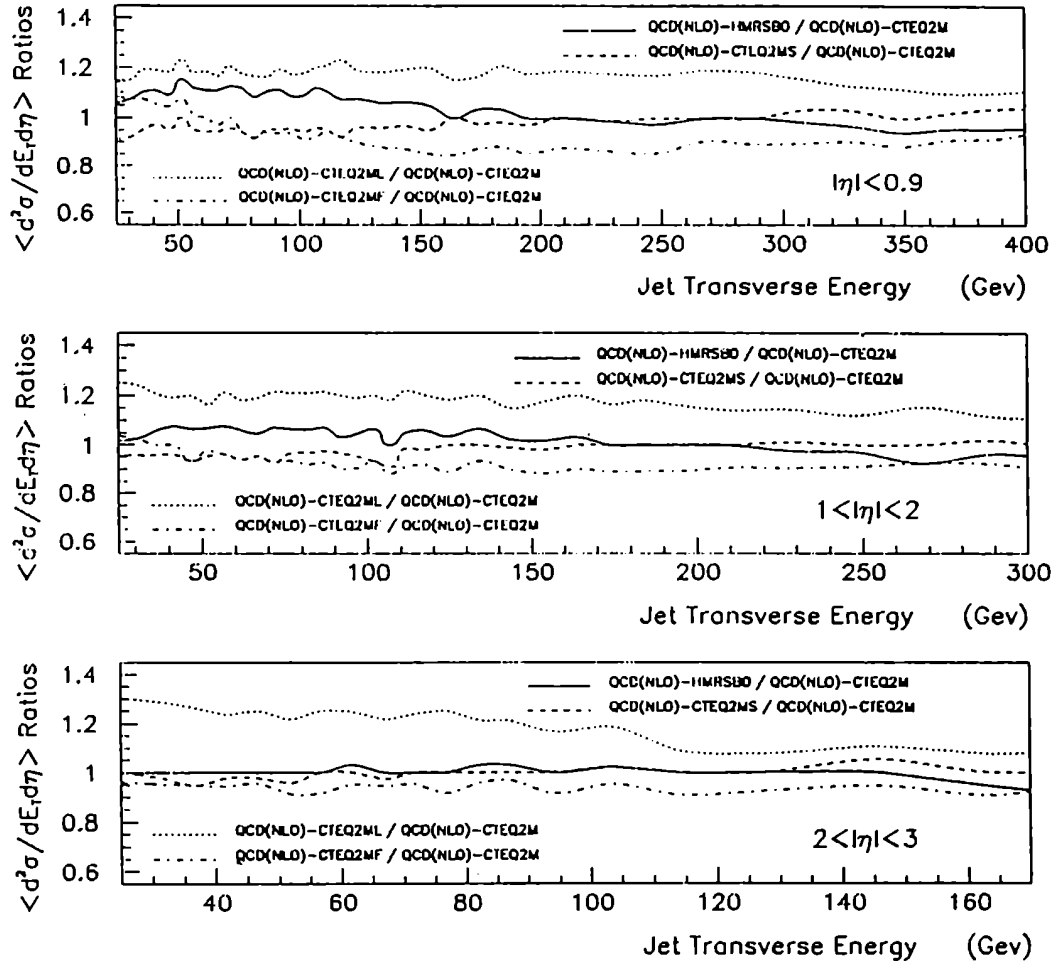


Figura 7.5: Cocientes entre predicciones EKS a orden NLO de la sección eficaz inclusiva de jets, usando distintos conjuntos de PDF. Todos los conjuntos se comparan con el mejor ajuste, CTEQ2M.

Las Figuras 7.6–7.8 muestran las secciones eficaces de $D\bar{D}$ comparadas con las predicciones QCD(NLO) de EKS, usando las funciones de distribución CTEQ2M. Los gráficos de cocientes en las Figuras 7.9–7.11 permiten una mejor comparación. En las regiones centrales ($|\eta| < 1$) y frontales ($2 < |\eta| < 3$) de pseudo-rapidez, y en el rango de energías transversas pequeñas (E_T menores que aproximadamente 100 GeV), se observa buen acuerdo entre las mediciones y las predicciones teóricas. Por encima del umbral de E_T mencionado, aun no es posible hacer ninguna afirmación, ya que la falta de eventos de fotones de $E_T > 100$ GeV introduce una incerteza muy grande en la corrección de la energía del jet. Esta incerteza es difícil de estimar puesto que la respuesta a alta E_T está determinada por una extrapolación de la respuesta a baja E_T . Por esta razón, es aun prematuro extraer conclusiones físicas a partir de la tendencia de crecimiento lineal con E_T del cociente entre las mediciones y las predicciones teóricas. La región intercriostática ($1 < |\eta| < 2$) es la menos instrumentada del calorímetro y la que presenta mayores problemas desde el punto de vista de la estimación de errores sistemáticos. Si bien se presentan resultados preliminares en esta región, es necesario profundizar el análisis de los efectos de detector antes de extraer conclusiones de los gráficos de las Figuras 7.8–7.10.

Los resultados de CDF coinciden con la predicción QCD(NLO) de EKS en el rango de pseudo-rapidez $0.1 < |\eta| < 0.7$. CDF estableció un límite inferior a la escala asociada con la estructura del quark, $\Lambda_c > 1.4$ TeV [27, 28, 29]. La colaboración UA2 midió la sección eficaz inclusiva de jets en el rango $|\eta| < 2$ y la comparó con una predicción a orden LO. La medición está de acuerdo con la teoría en la región central; sin embargo, está por debajo de la misma para valores grandes de pseudo-rapidez y la discrepancia aumenta como función de η [26].

7.2 Conclusiones

En un colisionador $p\bar{p}$, la sección eficaz diferencial inclusiva de jets es una medición básica de la interacción entre partones. En otras palabras, es una prueba cuantitativa de la interacción fuerte, descrita por QCD. La parte central de este trabajo está dedicada a desarrollar parte de la maquinaria necesaria para hacer análisis de jets. Esto incluye la selección de la muestra, estudios de contaminación, determinación de eficiencias, y elaboración de correcciones a las variables medidas para tener en cuenta efectos de detector y de reconstrucción. Usando una muestra de 13.1 pb^{-1} tomada durante el período de toma de datos 1992 – 1993 (run 1A), DØ ha extendido la medición de la sección eficaz diferencial inclusiva de jets a intervalos de pseudo-rapidez previamente inaccesibles. Por primera vez, es posible medir esta cantidad en el rango $2 < |\eta| < 3$, lo que provee nuevos datos experimentales para verificar las predicciones teóricas de QCD. Las mediciones fueron comparadas con los cálculos de QCD a orden NLO de Ellis et al. [52, 53], observándose buen acuerdo entre el experimento y la teoría en las regiones centrales y frontales ($|\eta| < 1$ y $2 < |\eta| < 3$) para el rango de E_T pequeña (E_T menor que aproximadamente 100 GeV). Para energías transversas mayores que este valor, las curvas experimentales están por encima de las teóricas, tendencia que crece linealmente en función de E_T . Problemas en la determinación de la escala de energía de jets para $E_T > 100 \text{ GeV}$, no permiten sacar aun conclusiones físicas a partir de esta tendencia. Los resultados son preliminares también en la región intercriostática ($1 < |\eta| < 2$), donde aun es necesario investigar en forma más profunda los efectos de trigger y detector. En el presente, la colaboración DØ se encuentra abocada a una determinación más precisa de la escala de energía de jets, lo que podría

resultar en una corrección diferente a la propuesta en este trabajo, especialmente para $E_T > 100$ GeV. Dada la magnitud del error de la medición, mayor que 30%, no es posible extraer información alguna que favorezca algún conjunto particular de PDF. Es necesario entender mejor las fuentes de error sistemático de manera de achicar la banda de incerteza, lo que hará posible extender la verificación de QCD a todo el rango cinemático cubierto por $D\emptyset$, y establecer un nuevo límite inferior en la escala asociada con la estructura del quark.

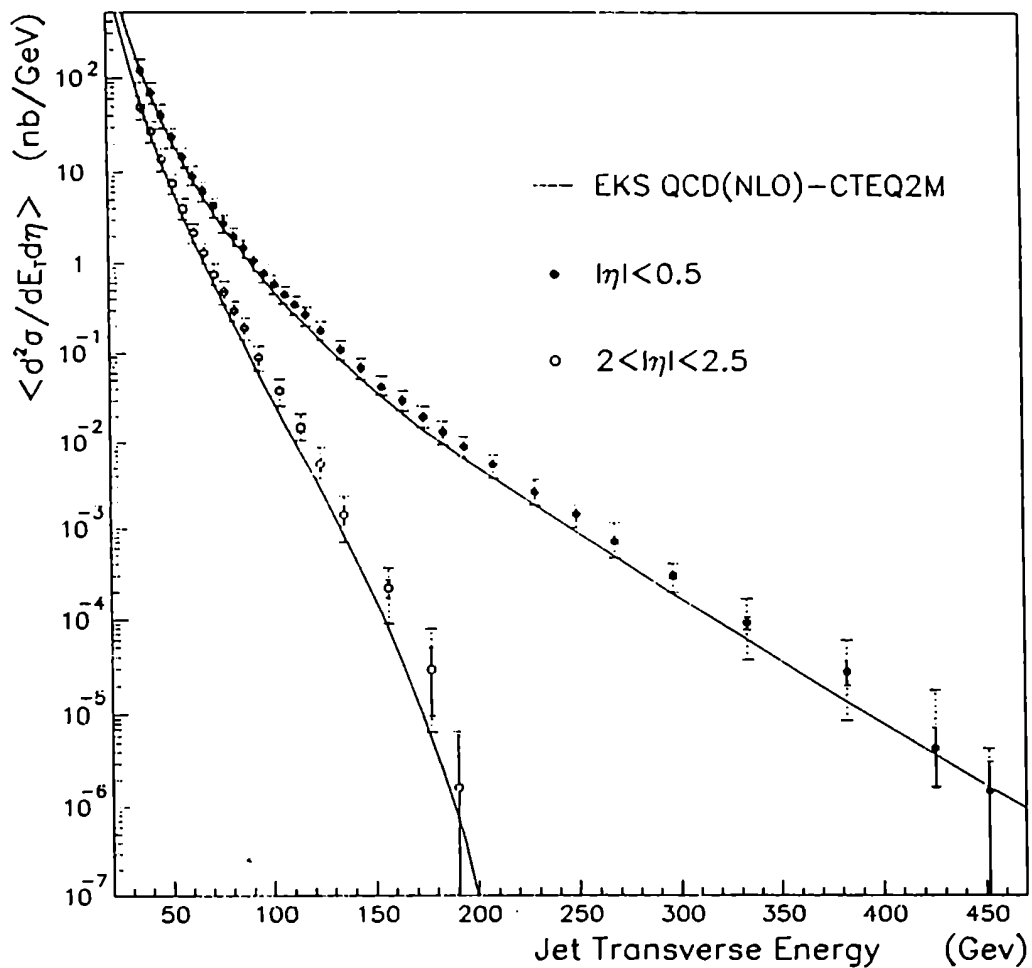


Figura 7.6: Sección eficaz diferencial inclusiva de jets medida con el detector DØ como función de E_T . La medición se compara con las predicciones QCD(NLO) de EKS, usando funciones de distribución CTEQ2M.

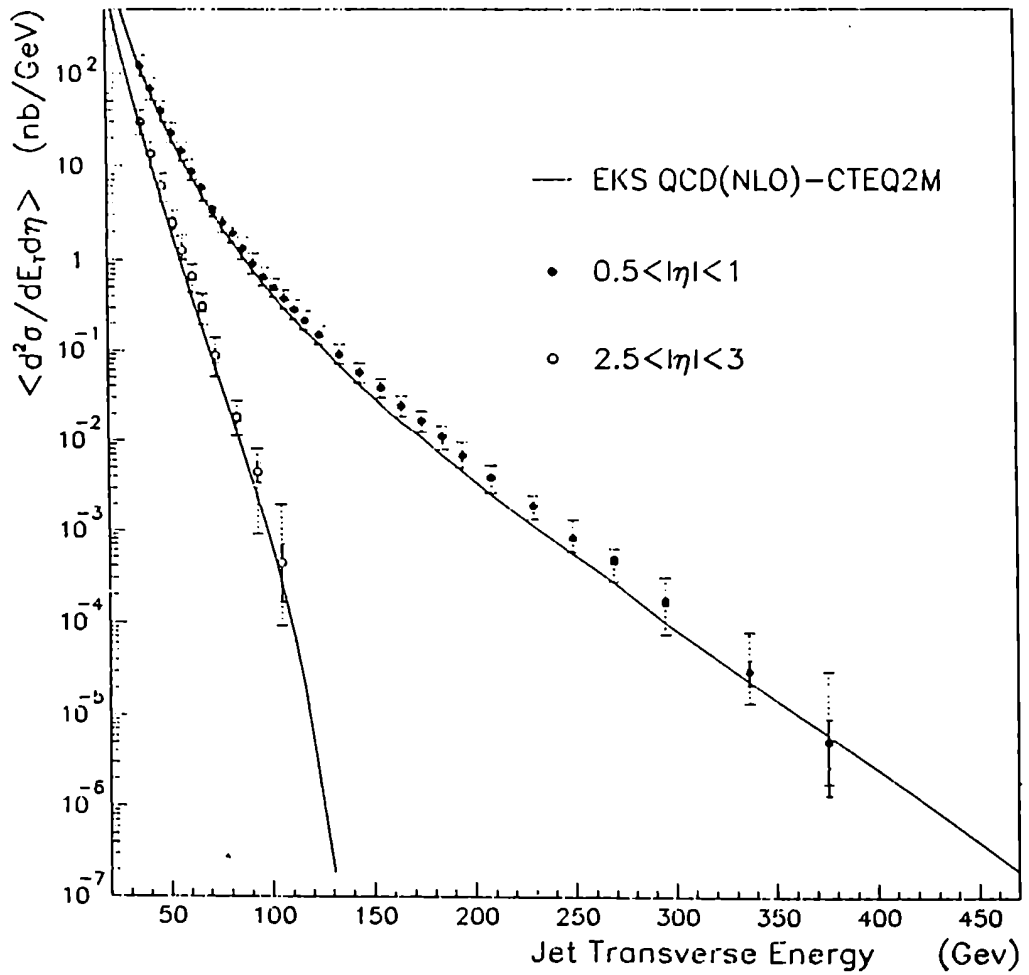


Figura 7.7: Sección eficaz diferencial inclusiva de jets medida con el detector DØ como función de E_T . La medición se compara con las predicciones QCD(NLO) de EKS, usando funciones de distribución CTEQ2M.

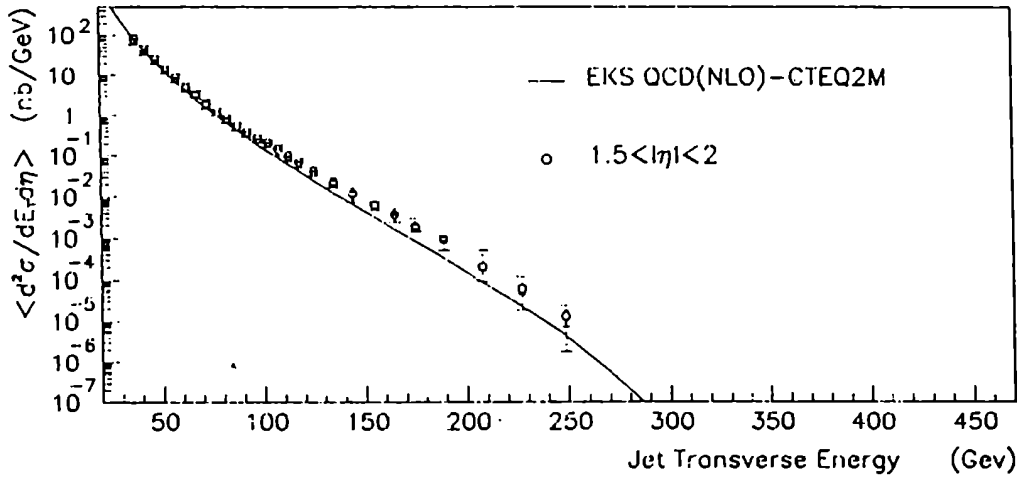
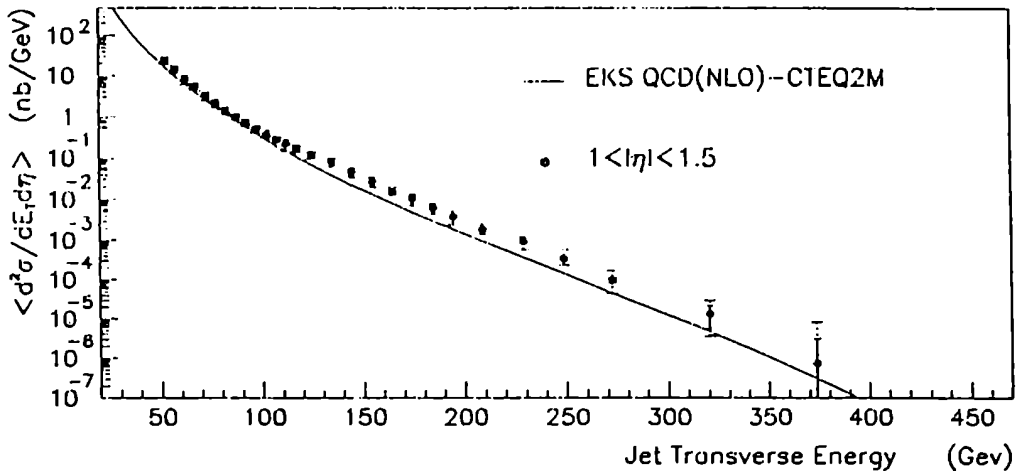


Figura 7.8: Sección eficaz diferencial inclusiva de jets medida con el detector DØ como función de E_T . La medición se compara con las predicciones QCD(NLO) de EKS, usando funciones de distribución CTEQ2M.

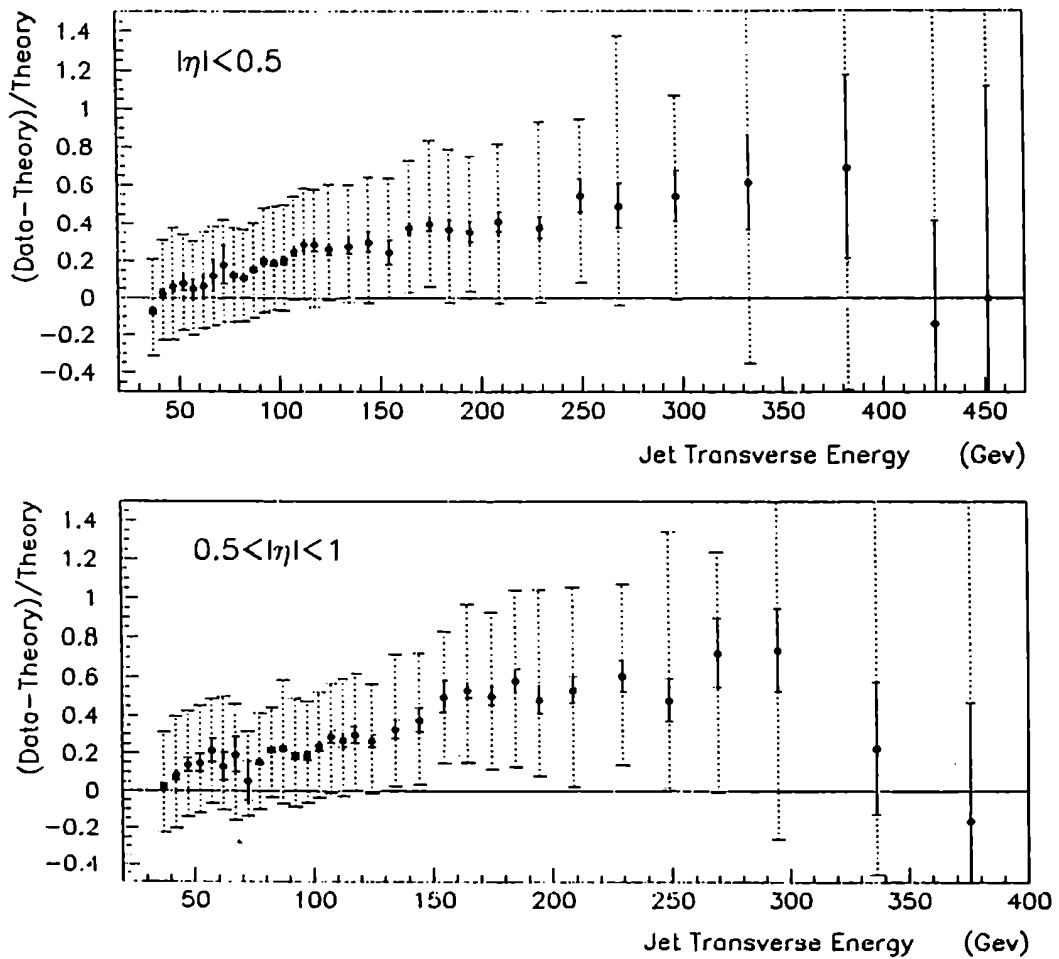


Figura 7.9: Cocientes entre las secciones eficaces medidas por DØ y las predicciones QCD(NLO) de EKS, usando funciones de distribución CTEQ2M.

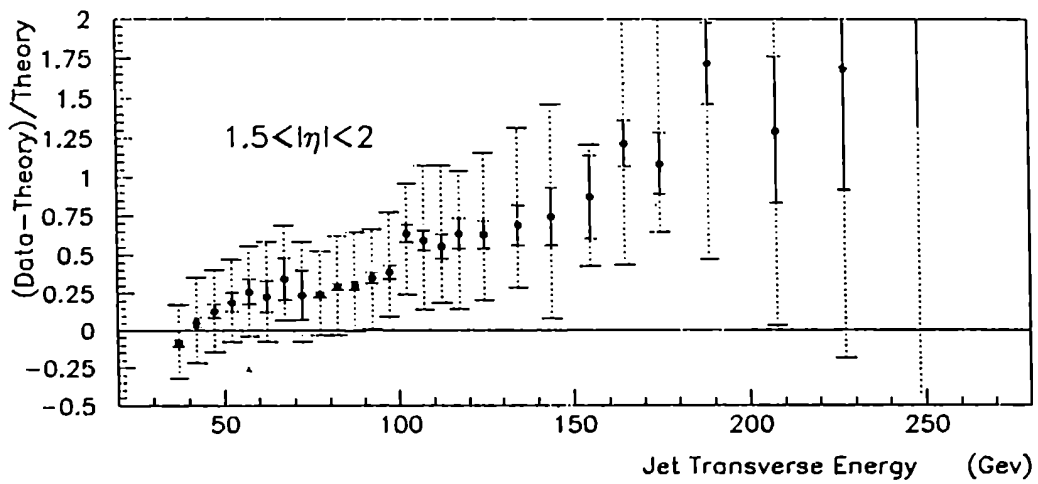
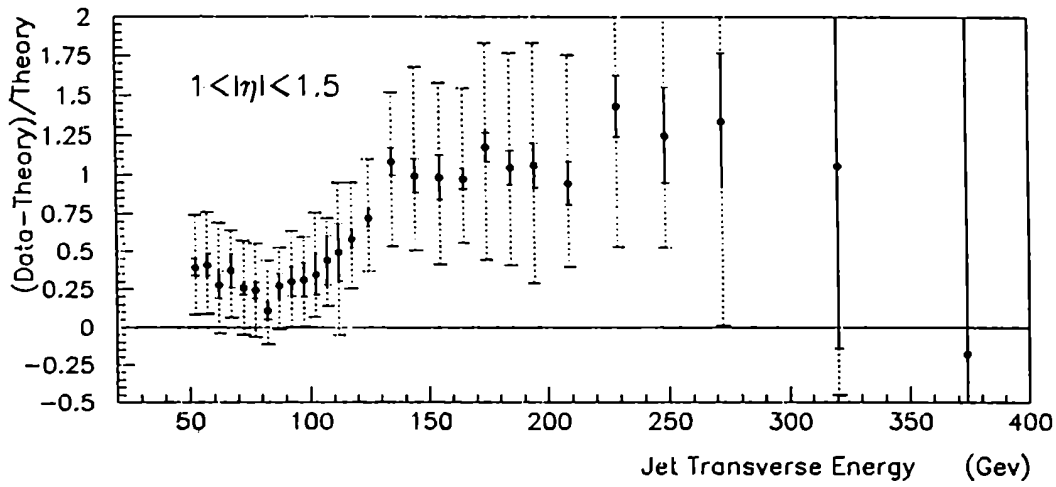


Figura 7.10: Cocientes entre las secciones eficaces medidas por DØ y las predicciones QCD(NLO) de EKS, usando funciones de distribución CTEQ2M.

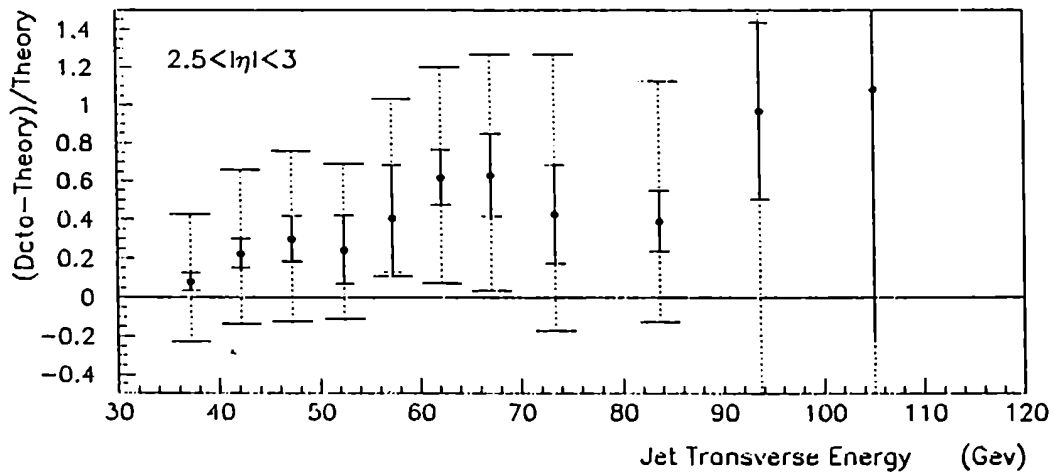
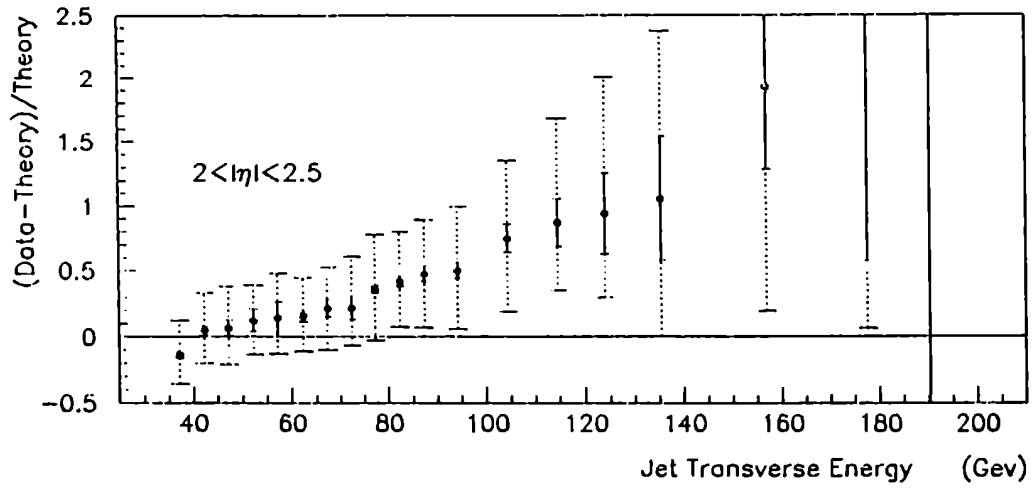


Figura 7.11: Cocientes entre las secciones eficaces medidas por DØ y las predicciones QCD(NLO) de EKS, usando funciones de distribución CTEQ2M.

Referencias

- [1] "The Eightfold Way", M. Gell-Mann and Y. Ne'eman, New York: Benjamin, 1964.
- [2] O.W.Greenberg, Am. J. Phys. 50 , 1074 (1982).
- [3] J.J.Aubert et al., Phys. Rev. Lett. 33 , 1404 (1974).
- [4] J.E.Augustin et al., Phys. Rev. Lett. 33 , 1406 (1974).
- [5] S.W.Herb et al., Phys. Rev. Lett. 39 , 252 (1978).
- [6] S.Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19 , 1264 (1967).
- [7] G.Arnison et al., Phys. Lett. 122B , 103 (1983).
- [8] G.Arnison et al., Phys. Lett. 126B , 398 (1983).
- [9] "Collider Physics", V.D.Barger and R.J.Philips, Frontiers in Physics (Lecture Note Series), 1987.
- [10] "Introduction to Elementary Particles", D.Griffiths, John Wiley & Sons inc., 1987.
- [11] "Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics", F.Halzen and A. Martin, John Wiley & Sons inc., 1984.


- [12] "Introduction to High Energy Physics", D.H. Perkins, Addison Wesley, 1987.
- [13] The CDF Collaboration, "Evidence for Top Quark Production in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8 TeV$ ", Phys. Rev. Lett., 73, 225, (1994).
- [14] The CDF Collaboration, "Observation of Top Quark Production in $p\bar{p}$ Collisions with the Collider Detector at Fermilab", Phys. Rev. Lett., 74, 2626, (1995).
- [15] The DØ Collaboration, "Search for Top Quark in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8 TeV$ ", Phys. Rev. Lett., 72, 2138, (1994).
- [16] The DØ Collaboration, "Observation of the Top Quark", Phys. Rev. Lett., 74, 2632, (1995).
- [17] "Jet Production in Hadronic Collisions", L.DiLella, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., 1985. 35 : 107 – 34.
- [18] B.Alper et al. Phys. Lett. B 44 , 521 (1973).
- [19] M.Banner et al. Phys. Lett. B 44 , 537 (1973).
- [20] F.Büsser et al. Phys. Lett. B 46 , 471 (1973).
- [21] C.DeMarzo et al., Nucl. Phys. B 211 , 375 (1983).
- [22] B.Brown et al., Phys. Rev. Lett. 49 , 711 (1982).
- [23] M.Banner et al., Phys. Lett. B 118 , 203 (1982).
- [24] G.Arnison et al., Phys. Lett. B 123 115 (1983).

- [25] P.Bagnaia et al., Phys. Lett. B 138 430 (1984).
- [26] J.Alitti et al., Phys. Lett. B 257 232 (1991).
- [27] F.Abe et al., Phys. Lett. B 62,613 (1989).
- [28] F.Abe et al., Phys. Lett. B 68, 1104 (1992).
- [29] F.Abe et al., Phys. Lett. B 70, 1376 (1993).
- [30] H.Plochow-Besch/CERN-PPE, 1993.08.30.
- [31] A.Martin,R.Roberts,W.Stirling, Phys, Rev. D 43 , 3648 (1991).
- [32] James Botts et al., Phys. Lett. B 304 159, (1993).
- [33] “Jets and Kinematics”, A.Baden and N.Hadley, DØ publicación interna # 957, 1990.
- [34] R.Ellis and J.Sexton, Nucl. Phys. B 269 , 445 (1986).
- [35] “Next-to-Leading Order Calculations in Jet Physics”, W.Giele,E.Glover, Fermilab-Conf-92/213-T, agosto 4, 1992.
- [36] W.Giele, E.Glover and D.Kosower, Nucl. Phys. B, 403 , 633 (1993).
- [37] “Higher Order Corrections to Jet Cross Sections in e^+e^- Annihilation”, W.Giele and E.Glover, Fermilab-Pub-91/100-T.
- [38] E.Eichten, K.Lane and M.Peskin, Phys. Rev. Lett. 50 , 811 (1983).
- [39] Focus on Fermilab, Fermilab, publicado por The Public Information Office, 1991.

- [40] Design Report Tevatron I Project, Fermi National Accelerator Laboratory, 1984.
- [41] The DØ Collaboration, "The DØ Detector", Nucl. Instr. and Methods A **338** issue 2/3, 185-253 (1994).
- [42] "Hadron and Electron Response of Uranium/Liquid Argon Calorimeter Modules for the DØ Detector", the DØ calorimeter group, Nucl. Instr. and Methods in physics Research A280, (1989).
- [43] Jeff Bantly, comunicación privada.
- [44] "The Level 0 Trigger for the DØ Detector", J. Bantly et al., enviado a IEEE, Trans-Nuc-FCI, 30th Nov. 1993.
- [45] "The DØ calorimeter Trigger", Jan Guida for the DØ collaboration, Fermilab-Conf-92/370, diciembre 1992.
- [46] M. Goosens et al., CERN Library Program #Q100, Nov. 1991.
- [47] Chris Klopfenstein, comunicación privada.
- [48] "Cone Algorithm For Jet Finding", N.J. Hadley, DØ publicación interna # 904, noviembre 29, 1989.
- [49] "Successive Combination Jet Algorithm for Hadron Collisions", S.D. Ellis and D.E. Soper, CERN-6860/93, abril 1993.
- [50] "The κ_T -clustering algorithm for jets in deep inelastic scattering and hadron collisions", S. Catani, Yu.L. Dokshitzer and B.R. Webber, Phys. Lett. B 285 (1992) 291 – 299.

- [51] "Jet Size", N.J. Hadley, DØ publicación interna # 1037, octubre 16, 1990.
- [52] "One-Jet Inclusive Cross Section at Order α_s^3 . Gluons Only", S.D.Ellis, Z.Kunszt, D.Soper, Phys. Rev. D, 40, 2188, (1989).
- [53] "One-Jet Inclusive Cross Section at Order α_s^3 . Quarks and Gluons", S.D.Ellis, Z.Kunszt, D.Soper, Phys. Rev. D, 64, 2121, (1990).
- [54] "A Study of Jet Merging and Splitting", K. Streets and Hadley, DØ publicación interna # 1472, 1992.
- [55] Rich Astur, comunicación privada.
- [56] "A Study of the Ability of the DØ Detector to Measure the Single Jet Inclusive Cross-Section", tesis de doctorado de Rich Astur, (1992).
- [57] "Dijet Angular Distributions at $\sqrt{s} = 1800$ GeV using the DØ Detector", tesis de doctorado de Andy Milder, (1993).
- [58] F. Paige, S. Protopopescu, ISAJET, BNL-31987.
- [59] G.Marchesini and B.R.Webber, Nucl. Phys. B 310 (1988).
- [60] R.Field and R.Feynman, Nucl. Phys. B 136, 1 (1978).
- [61] R.Brun and F.Carminati, "GEANT Detector Description and Simulation Tool", CERN Program Library Long Writeup W5013 (1993)
- [62] "The DØ Shower Library- Version 2.0", W. Dharmaratna, R. Raja, C. Stewart, DØ publicación interna # 1730, 1993.
- [63] "Shower Libraries for DØ GEANT Monte Carlo", W. Womersley, R. Raja, A. Jonckheere, DØ publicación interna # 650, 1987.

- [84] Bob Hirosky, comunicación privada.
- [85] Brad Abbott for the DØ collaboration, "Measurement of Jet Shapes in $p\bar{p}$ Collisions at DØ", 8^{va} Reunión de la División Partículas y Campos de la American Physical Society, Albuquerque, New Mexico, agosto 2 – 6, 1994.
- [86] D.May and J.Blazey, "The Dependence of Jet Energy Scale on Fragmentation Functions" DØ publicación interna # 1173, agosto 8, 1991.
- [87] Freedy Nang, comunicación privada.

A handwritten signature in black ink, appearing to read "R. Tejedor". The signature is enclosed within a large, hand-drawn oval shape.