



UNIVERSITAT DE
BARCELONA

Estudio de la producción hadrónica en interacciones e⁺e⁻

Lluís Garrido Beltrán

ADVERTIMENT. La consulta d'aquesta tesi queda condicionada a l'acceptació de les següents condicions d'ús: La difusió d'aquesta tesi per mitjà del servei TDX (www.tdx.cat) i a través del Dipòsit Digital de la UB (diposit.ub.edu) ha estat autoritzada pels titulars dels drets de propietat intel·lectual únicament per a usos privats emmarcats en activitats d'investigació i docència. No s'autoritza la seva reproducció amb finalitats de lucre ni la seva difusió i posada a disposició des d'un lloc aliè al servei TDX ni al Dipòsit Digital de la UB. No s'autoritza la presentació del seu contingut en una finestra o marc aliè a TDX o al Dipòsit Digital de la UB (framing). Aquesta reserva de drets afecta tant al resum de presentació de la tesi com als seus continguts. En la utilització o cita de parts de la tesi és obligat indicar el nom de la persona autora.

ADVERTENCIA. La consulta de esta tesis queda condicionada a la aceptación de las siguientes condiciones de uso: La difusión de esta tesis por medio del servicio TDR (www.tdx.cat) y a través del Repositorio Digital de la UB (diposit.ub.edu) ha sido autorizada por los titulares de los derechos de propiedad intelectual únicamente para usos privados enmarcados en actividades de investigación y docencia. No se autoriza su reproducción con finalidades de lucro ni su difusión y puesta a disposición desde un sitio ajeno al servicio TDR o al Repositorio Digital de la UB. No se autoriza la presentación de su contenido en una ventana o marco ajeno a TDR o al Repositorio Digital de la UB (framing). Esta reserva de derechos afecta tanto al resumen de presentación de la tesis como a sus contenidos. En la utilización o cita de partes de la tesis es obligado indicar el nombre de la persona autora.

WARNING. On having consulted this thesis you're accepting the following use conditions: Spreading this thesis by the TDX (www.tdx.cat) service and by the UB Digital Repository (diposit.ub.edu) has been authorized by the titular of the intellectual property rights only for private uses placed in investigation and teaching activities. Reproduction with lucrative aims is not authorized nor its spreading and availability from a site foreign to the TDX service or to the UB Digital Repository. Introducing its content in a window or frame foreign to the TDX service or to the UB Digital Repository is not authorized (framing). Those rights affect to the presentation summary of the thesis as well as to its contents. In the using or citation of parts of the thesis it's obliged to indicate the name of the author.

FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS
UNIVERSIDAD DE BARCELONA

Estudio de la producción hadrónica
en interacciones e^+e^-



*Memoria presentada por D. Lluís Garrido Beltrán
para optar al grado de Doctor en Ciencias Físicas.*

Julio de 1986

BIBLIOTECA DE LA UNIVERSITAT DE BARCELONA



0700280252

Indice

Agradecimientos

INTRODUCCION 1

CAPITULO 1: Fundamentos teóricos

Introducción 3

Q.C.D 5

Descripción de la producción de hadrones en las colisiones e^+e^- 7

 Generación $e^+e^- \rightarrow q\bar{q} + q\bar{q}g + q\bar{q}q\bar{q} + q\bar{q}gg$ 8

 Fragmentación 15

CAPITULO 2: Descripción del sistema experimental

PETRA 17

Descripción general del detector MARK-J 19

 Detector de vértices 21

<i>Calorímetros electromagnético y hadrónico</i>	23
<i>Calibración de ganancias y T_z</i>	26

CAPITULO 3: Selección de los sucesos hadrónicos

<i>Selección de sucesos</i>	28
<i>Trigger para hadrones</i>	29
<i>Selección de la muestra</i>	30
<i>Determinación experimental de R</i>	34
<i>Medida de la luminosidad</i>	34
<i>Correcciones radiativas para el proceso $e^+e^- \rightarrow$ hadrones</i>	35
<i>Medida de la aceptación para el proceso $e^+e^- \rightarrow$ hadrones</i>	36
<i>Contaminación en la muestra $e^+e^- \rightarrow$ hadrones</i>	38
<i>Contaminación procedente de $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$</i>	38
<i>Contaminación procedente de $e^+e^- \rightarrow e^+e^-q\bar{q}$</i>	39
<i>Otras fuentes de contaminación</i>	40
<i>Errores sistemáticos en la medida de R</i>	42

CAPITULO 4: Medida de R

<i>Resultados</i>	44
<i>Efectos electrodébiles en la medida de R</i>	46
<i>Medida de Λ a través de R</i>	50
<i>Medidas de R en otros experimentos</i>	51
<i>Conclusiones</i>	53

CAPITULO 5: Medida de α_s

<i>Método de medida</i>	56
<i>Definiciones básicas</i>	57

<i>Estabilidad Infrarroja</i>	59
<i>Medida de α_S utilizando las AEEC</i>	63
<i>Errores sistemáticos en la medida de α_S usando las AEEC</i>	68
<i>Medida de α_S utilizando las PTC</i>	71
<i>Errores sistemáticos en la medida de α_S usando las PTC</i>	75
<i>Conclusiones</i>	76

CAPITULO 6:

Efectos de la fragmentación en las secciones eficaces pesadas con la energía

<i>Efectos de fragmentación sobre las EEC</i>	78
<i>Efectos de fragmentación sobre las AEEC</i>	81
<i>Efectos de fragmentación sobre las PTC</i>	87
<i>Conclusiones</i>	92

CONCLUSIONES	93
-------------------------------	----

APENDICE 1: Correcciones al factor de corrección	95
---	----

APENDICE 2: Estudio de las correcciones $O(\alpha_S^2)$ para el proceso $q\bar{q}g$	97
--	----

APENDICE 3: Comparación con otros experimentos	101
---	-----

REFERENCIAS	106
------------------------------	-----

Mi más especial agradecimiento va dirigido a todas aquellas personas que construyeron el detector MARK-J y a las que han contribuido y están contribuyendo a su funcionamiento.

Al profesor Pedro Pascual, por haberme dado la oportunidad de dedicarme a la Física de Altas Energías y el haber aceptado la dirección de este trabajo.

Al profesor S.C.C. Ting como director de la colaboración y a los profesores M. Chen y R. Raw por las ideas intercambiadas y las discusiones mantenidas.

A los profesores J. A. Rubio y Enrique Fernández por la ayuda prestada en estos dos años de estancia en Hamburgo.

Deseo también agradecer la amistad y ayuda de los Drs C. Maña, J. Salicio, B. Adeva, M. Capell, F. Cornet, J. Berdugo, M. del C. Vega y S. Rodríguez así como de M. Marquina, M. Martínez, J. Fuster, L. Labarga, P. Kuijjer, D. Linnhöfer, R. Becker-Szendy, D. Hüser-Teuchert, U. Schröder y demás miembros de la colaboración.

Deseo, así mismo, agradecer especialmente a los profesores F. Csikor y G. Pócsik por las conversaciones mantenidas, las cuales han sido para mí de gran interés.

Finalmente quiero agradecer el estímulo y apoyo de mis padres y de mi hermano, a quien dedico este trabajo.

Introducción

En los últimos años la Cromodinámica Cuántica (QCD) ha pasado de ser una candidata a describir las interacciones fuertes entre hadrones, a ser un elemento indiscutible, junto con el modelo de Glashow, Weinberg y Salam de las interacciones electromagnética y débil, del llamado modelo estándar. En este modelo existen diversos parámetros, tales como masas, constantes de acoplo, etc, que al no ser predichos por la teoría deben de ser medidos experimentalmente.

La estructura dinámica de estas teorías está basada en simetrías gauge locales. Para el caso de QCD el grupo de simetría es el grupo $SU(3)$ de color, de modo que tiene una única constante de acoplo α_s y ocho clases independientes de transformaciones entre los campos de los quarks. Característica peculiar de QCD es que la constante de acoplo es grande a bajas energías y pequeña a altas energías (ésto es pequeñas distancias), hecho que se conoce como libertad asintótica. Es por ello que a altas transferencias de cuadrimomento, los nucleones parecen estar compuestos de partículas sin interacción, mientras que a distancias de ≈ 1 fm o mayores se produce el llamado confinamiento de quarks y gluones en los estados ligados observados experimentalmente: los hadrones.

La libertad asintótica da lugar a que sólo en procesos de alta energía sea posible obtener predicciones para los observables físicos mediante un desarrollo perturbativo en potencias de α_S . En particular, la interacción $e^+e^- \rightarrow q\bar{q} \rightarrow$ hadrones, constituye un marco idóneo debido a la alta energía obtenible en el CM y además por la claridad del estado final pues en este caso no existen los llamados espectadores como ocurre en las interacciones $p\bar{p}$.

Los objetivos de este trabajo son:

1) Efectuar la medida de la sección eficaz de producción hadrónica en colisiones e^+e^- entre las energías de 14 y 47 GeV en el centro de masas. Como para energías mayores que 30 GeV esta sección eficaz está notablemente influenciada por la existencia del bosón Z^0 , podemos realizar un estudio de los efectos electrodébiles en tal medida. Concretamente, se han determinado los valores del $\sin^2 \theta_w$ y de M_{Z^0} .

2) Determinación del parámetro de escala Λ de QCD. Para ello se utilizan dos variables distintas que son sensibles a la emisión de un gluón y estables con el criterio de resolución empleado.

3) Estudiar los efectos de fragmentación sobre las variables utilizadas para la medida de Λ comparando las predicciones de QCD directamente con nuestros datos corregidos por efectos de detección y radiación de fotón en el estado inicial.

Este estudio se ha llevado a cabo en el detector MARK-J situado en el anillo de colisión PETRA de e^+e^- en Hamburgo.

En el capítulo 1 se hace una breve introducción a QCD. En el capítulo 2 se describe el sistema experimental. En el capítulo 3 se muestran los criterios utilizados para la selección de la muestra de hadrones y se discuten las posibles fuentes de errores sistemáticos en la medida de la sección eficaz de producción hadrónica. En el capítulo 4 se presentan los resultados de tal medida y se confrontan con el modelo estándar. En el capítulo 5 se describe el método utilizado para la medida de Λ y se da el valor que mejor ajusta a nuestros datos. En el capítulo 6 se procede a la comparación de QCD para el valor de Λ medido con los datos corregidos, y finalmente se presentan las conclusiones del trabajo.

También se han incluido tres apéndices. Los dos primeros describen posibles fuentes de error en la medida de α_S procedentes de la forma en que se corrigen los datos y de la utilización de uno u otro cálculo para las correcciones de $O(\alpha_S^2)$ en el proceso $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$. En el último apéndice se presentan nuestros datos corregidos y se comparan con los de otros experimentos.

Capítulo 1

Fundamentos teóricos

Introducción

A principios de los años 60 una de las tareas que parecían de mayor urgencia dentro de la Física era descubrir la clasificación correcta del gran número de las entonces llamadas partículas elementales, cada una de las cuales tenía varios números cuánticos bien definidos, tales como el espín, isospín, extrañeza y número bariónico. La situación era análoga a la que existía en el siglo pasado para los distintos elementos químicos conocidos, antes de la tabla de Mendeleeff.

Como ya se sabía que las interacciones fuertes eran invariantes bajo el grupo $SU_T(2)$ de isospín y bajo $U_Y(1)$ de hipercarga, aquella clasificación se intentó bajo grupos $G \subset SU_T(2) \otimes U_Y(1)$. Pronto se descubrió que $SU(3)$ era el grupo apropiado. Un gran éxito de tal modelo fue la predicción de una nueva partícula para completar el decuplete de bariones de spin $+\frac{3}{2}$, la Ω^- (Ref 1.1), la cual fue descubierta posteriormente en Brookhaven en 1963 (Ref 1.2). No obstante quedaban ciertos problemas por resolver, como el hecho de que los mesones llenaban ciertos multipletes, los bariones otros, pero existían multipletes que no tenían partículas.

Fue en 1964 cuando Gell-Mann (Ref 1.3) y Zweig (Ref 1.4) propusieron independientemente los quarks como entes matemáticos para la construcción de las partículas que interactúan fuertemente. Con los tres sabores de quarks (u, d y s) situados en la representación

fundamental de $SU(3)$, los mesones eran obtenidos por combinaciones quark-antiquark, y los bariones por combinaciones de tres quarks. En la Tabla 1.1 pueden encontrarse sus propiedades.

Propiedades de los quarks ligeros						
Quark	I	I_3	S	B	$Y=B+S$	Q
u	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{2}{3}$
d	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	0	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$
s	0	0	-1	$\frac{1}{3}$	$-\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$

Tabla 1.1

La existencia de los quarks como realidad física, en lugar de entidades matemáticas, no fue confirmada indirectamente hasta 1965 en SLAC (Stanford Linear Accelerator Center) en experimentos de electrón contra blanco fijo, donde se intentaba estudiar la estructura interna del nucleón (Ref 1.5). El análisis de los datos puso en evidencia que la carga del protón está concentrada en unos pocos puntos. También, y en este mismo experimento, se obtuvieron otros resultados sorprendentes. Se observó que sólo la mitad del impulso del nucleón es llevado por los quarks, lo que exigía la existencia, dentro mismo del nucleón, de nuevos constituyentes neutros que llevaran consigo el resto del momento. También se observó que los quarks se comportaban casi como libres dentro del nucleón, hecho que se conoce con el nombre de libertad asintótica.

Por otra parte, ya desde el momento en que se propuso el modelo de quarks, se observó el desacuerdo de tal modelo y el principio de exclusión de Pauli. La existencia de la partícula Δ^{++} o de la famosa Ω^-

$$|\Delta^{++}, J_z = +\frac{3}{2}\rangle = |u^\uparrow u^\uparrow u^\uparrow\rangle$$

$$|\Omega^-, J_z = +\frac{3}{2}\rangle = |s^\uparrow s^\uparrow s^\uparrow\rangle$$

eran claros ejemplos de tal desacuerdo pues ambas estaban formadas por tres quarks con idénticos números cuánticos. El problema quedó resuelto cuando Greenberg (Ref 1.6) sugirió que los quarks podían llevar otro número cuántico, al que se le llamó color, y que podía tomar tres valores distintos.

La introducción de los tripletes de color no solamente solucionó el desacuerdo con el principio de exclusión de Pauli, sino que también lograba explicar los factores que faltaban en los cálculos de la desintegración del π^0 y posteriormente en la sección eficaz de $e^+e^- \rightarrow$ hadrones. También, y bajo la hipótesis de que los hadrones eran singletes de color, se podía explicar el hecho de que sólo ciertos multipletes de $SU(3)$ de sabor estaban ocupados.

Fué más tarde, con la aparición de QCD (Quantum Chromodynamics) basada en el grupo $SU_C(3)$ de color (Ref 1.7), cuando pudo explicarse, mediante la supuesta existencia de los gluones (partículas eléctricamente neutras intermediarias de las interacciones fuertes), el resto del impulso que no llevaban los quarks dentro de los nucleones, y la ya mencionada libertad asintótica. En poco tiempo QCD pasó de ser un candidato para la explicación de las interacciones fuertes, a un ingrediente incuestionable del modelo estándar

$$SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$$

Q.C.D .

Q.C.D. es una teoría cuántica de campos de las interacciones fuertes donde el grupo de simetría de gauge es el grupo no abeliano $SU(3)$ de color. Teorías de este tipo fueron estudiadas por primera vez en 1953 por los físicos teóricos C.N.Yang y R.Mills para la descripción de las interacciones nucleares (Ref 1.8). Ellos se basaron en el grupo de simetría $SU(2)$ de isospín, motivados por la degeneración existente entre las masas del protón y del neutrón.

Todas las teorías actuales están basadas en principios de simetría. Es atrayente el intentar usar las simetrías de la naturaleza como simetrías gauge, para explotar la idea de que simetrías definen interacciones. Sabemos por el teorema de Noether que invariancias gauge globales implican la existencia de corrientes conservadas, pero son las transformaciones de gauge locales las relevantes en la descripción de la dinámica de la teoría. Para mantener la invariancia de la teoría frente a tales transformaciones se requiere la introducción de bosones vectoriales sin masa, que en el caso de QCD son los llamados gluones.

Otro de los principios en los que actualmente están basadas las teorías de campos es el principio de que toda teoría debe ser renormalizable para que pueda tener poder predictivo. Hoy en día sabemos que QCD es una teoría renormalizable. La demostración fue dada de manera general por G.'t Hooft (Ref 1.9) para teorías de tipo Yang-Mills con simetrías locales no rotas y para aquellas donde la simetría local es espontáneamente rota.

Los constituyentes fundamentales de spin 1/2 de QCD lo constituyen los tripletes de color de quarks

$$\Psi_j \quad : \quad \begin{pmatrix} Q_{j\text{-rojo}} \\ Q_{j\text{-verde}} \\ Q_{j\text{-azul}} \end{pmatrix} \quad \text{donde } Q_j = u, d, \dots$$

y la interacción fuerte entre ellos viene mediada por el octete de campos vectoriales $A_{a=1..8}^\mu$ de los gluones.

El lagrangiano formal de QCD puede expresarse como

$$L = -\frac{1}{4} F_a^{\mu\nu} F_{a\mu\nu} + i\bar{\Psi}_j \gamma_\mu D_{jk}^\mu \Psi_k - \bar{\Psi}_j M_{jk} \Psi_k \quad (1-1)$$

donde la primera parte corresponde al lagrangiano cinético de los gluones

$$F_a^{\mu\nu} = \partial^\mu A_a^\nu - \partial^\nu A_a^\mu + g f_{abc} A_b^\mu A_c^\nu \quad (1-2)$$

siendo f_{abc} las constantes de estructura del grupo $SU(3)$ ($[T_a, T_b] = f_{abc} T_c$), T_i son los generadores del grupo $SU(3)$, y D_{jk}^μ son las derivadas covariantes

$$D_{jk}^\mu = \delta_{jk} \partial^\mu - ig(T_a)_{jk} A_a^\mu$$

Entre las consecuencias inmediatas de utilizar un grupo simple y no abeliano como $SU(3)$, se encuentra en primer lugar el hecho de que la fuerza de las interacciones entre quarks y gluones viene gobernada por una sola constante g , y en segundo lugar, la posibilidad de interacciones entre los mismos gluones, hecho que no ocurre en QED entre fotones. Este autoacoplamiento es el principal responsable de la libertad asintótica de la teoría, lo que significa que la constante de acoplamiento a pequeñas distancias o grandes energías se hace pequeña.

En QCD, la evolución de la constante de acoplamiento $\alpha_S = g^2/4\pi$ viene dada, en primer orden de perturbaciones, como

$$\frac{1}{\alpha_S(Q^2)} = \frac{1}{\alpha_S(\mu^2)} - \frac{33 - 2N_f}{12\pi} \ln \frac{Q^2}{\mu^2} \quad (1-3)$$

donde N_f indica el número de sabores y μ^2 la escala de renormalización.

La existencia de una región donde $\alpha_S \ll 1$ implica que el desarrollo perturbativo en QCD debería ser válido. Por el contrario el crecimiento de α_S a grandes distancias indica la existencia de una región donde las interacciones fuertes son enormes. Ello lleva consigo la idea del llamado confinamiento. Es por ello que no pueden observarse quarks y gluones libres, y en su lugar se observan hadrones.

Descripción de la producción de hadrones en las colisiones e^+e^-

Una de las formas de testear QCD es mediante el estudio de las colisiones e^+e^- . En el momento actual la producción de hadrones en las colisiones electrón-positrón es interpretada mediante el proceso esquematizado en la figura 1.2, en el cual pueden distinguirse tres pasos. El primero de ellos, bien entendido en el marco de las interacciones electrodébiles, consiste en la aniquilación del par e^+e^- en un fotón o un Z_0 virtual, el cual posteriormente produce una pareja quark-antiquark. En un segundo paso estos quarks pueden emitir gluones de bremsstrahlung, proceso que queda descrito por QCD perturbativa. Por último estos quarks y gluones emiten a su vez más quarks y gluones pero con menor momento que los iniciales, que serán confinados formando finalmente los hadrones que observamos. Debido a la dificultad teórica de cálculo es necesario la utilización de ciertos modelos semifenomenológicos de fragmentación que nos describan este estado final hadrónico.

Debido a la complejidad del proceso y para tener en cuenta los efectos de detección, el análisis de los datos se efectúa mediante la simulación por el método Monte Carlo del proceso de producción y observación de los hadrones. Para la generación de los dos primeros pasos mencionados con anterioridad se utilizan los elementos de matriz de tales procesos y posteriormente, a los sucesos así generados, se les somete a un proceso de fragmentación. Por último, se simula la respuesta del detector de modo que los sucesos obtenidos pueden compararse directamente con los datos. A continuación se discutirán con detalle cada uno de estos pasos.

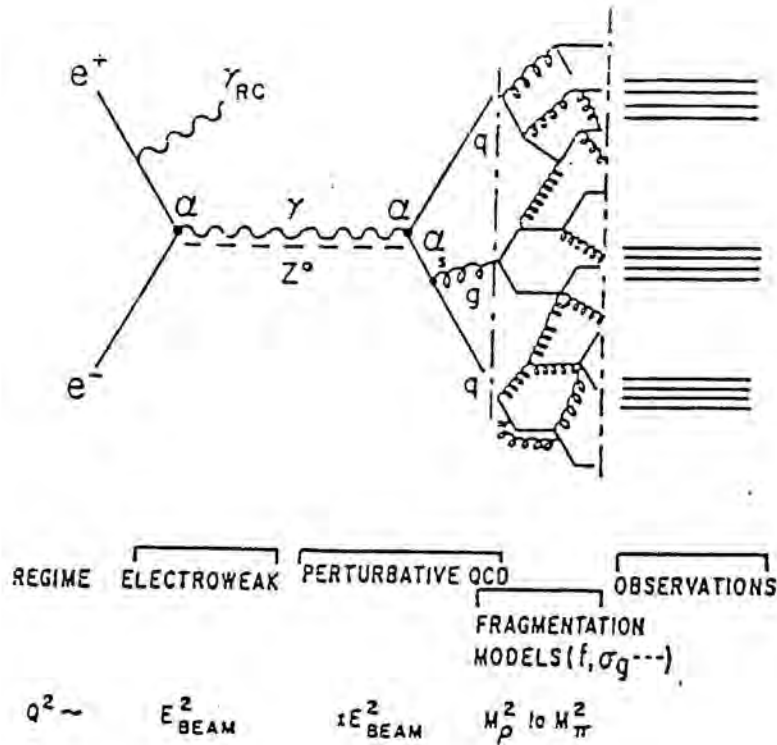


Fig. 1.2
Producción de hadrones en las colisiones e^+e^-

Generación $e^+e^- \rightarrow q\bar{q} + q\bar{q}g + q\bar{q}q\bar{q} + q\bar{q}gg$

En orden α_s^0 , y no teniendo en cuenta los efectos de interferencia con el Z^0 , el único diagrama que contribuye es el A de la Fig 1.3, lo que nos lleva a una sección eficaz total de:

$$\sigma_0(e^+e^- \xrightarrow{\gamma^*} \text{hadrones}) = N_c \sum_{\text{sabores}} Q_f^2 \frac{\beta_f(3-\beta_f^2)}{2} \sigma_{\mu\mu}^0 \quad \beta_f^2 = 1 - \frac{4m_f^2}{s} \quad (1-4)$$

donde $N_c = 3$ es el número de colores, Q_f son las cargas eléctricas de los distintos sabores de quarks (para el rango de energías de PETRA $14 \text{ GeV} \leq \sqrt{s} \leq 46.7 \text{ GeV}$, son u,d,s,c,b), m_f son las masas del álgebra de corrientes de los quarks (en GeV: para u, $d \simeq .01$; para s $\simeq .15$; para c $\simeq 1.2$; y para b $\simeq 5.0$), y $\sigma_{\mu\mu}^0 = \frac{4}{3} \pi \alpha^2 / s$, es la sección eficaz en primer orden del proceso $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, donde α es la constante de estructura fina.

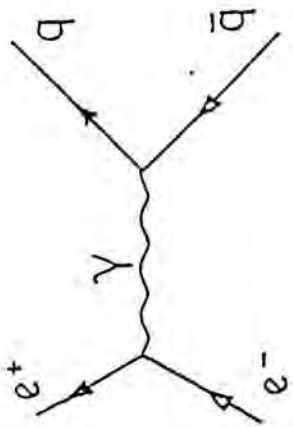


Figura 1.3a

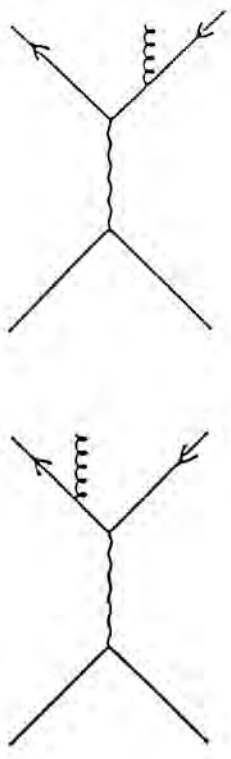


Figura 1.3b

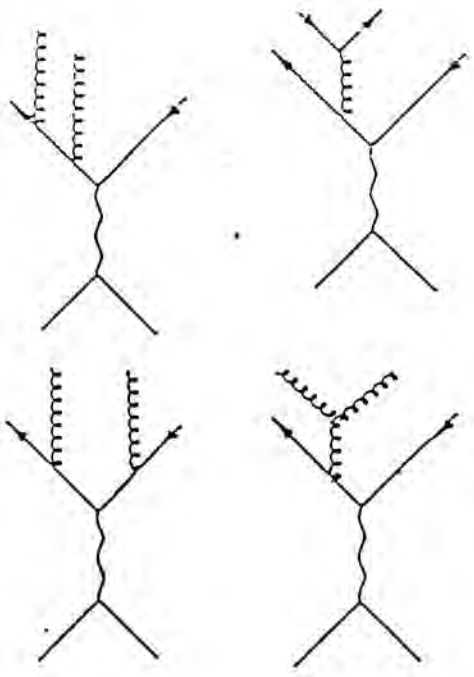


Figura 1.3d

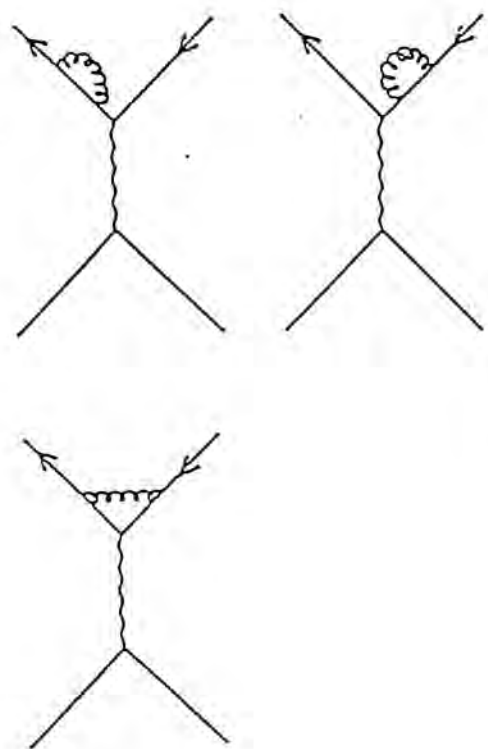


Figura 1.3c

Fig. 1.3
 Diagramas $e^+e^- \xrightarrow{\gamma} q\bar{q} + q\bar{q}g + q\bar{q}q\bar{q} + q\bar{q}gg$

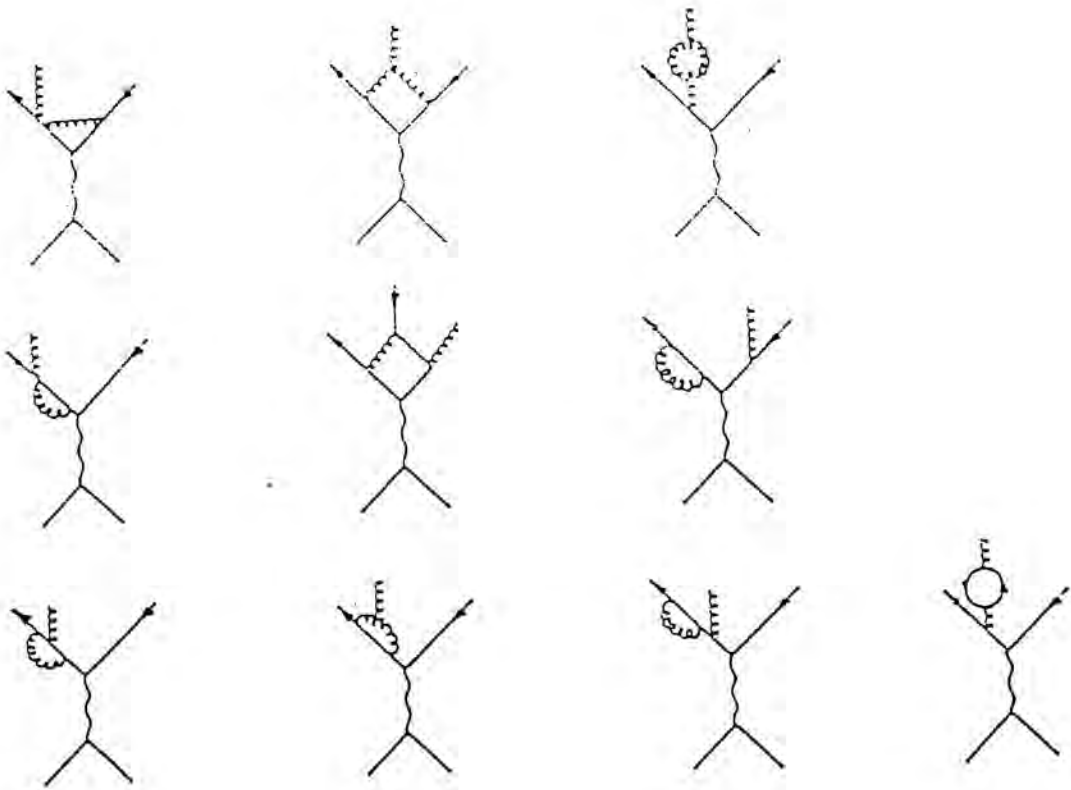


Figura 1.3f

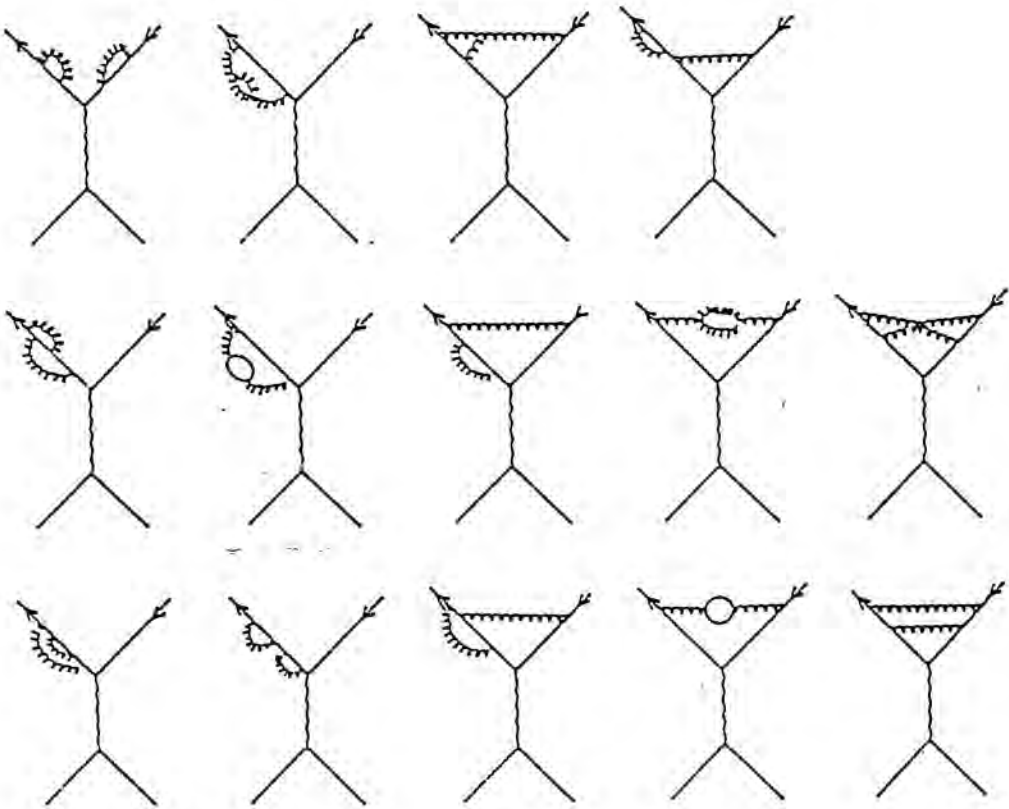


Figura 1.3e

Fig. 1.3
 Diagramas $e^+e^- \rightarrow q\bar{q} + q\bar{q}g + q\bar{q}gg$

Cuando se incluye el orden α_S hay que añadir la contribución procedente de los diagramas B (radiación de un gluón) y la interferencia de A con C (emisión de gluones virtuales). El cálculo puede efectuarse en el marco de QCD perturbativa pues la constante de acoplo es pequeña. Esquemáticamente la sección eficaz vendrá dada por

$$\sigma_1(e^+e^- \xrightarrow{\gamma^*} \text{hadrones}) = \underbrace{|A|^2}_{\alpha_S^0} + \underbrace{|B|^2 + |A \otimes C|}_{\alpha_S^1} + O(\alpha_S^2) \quad (1-5)$$

Las divergencias ultravioletas que aparecen en los diagramas con "loop" son eliminadas por el procedimiento habitual de renormalización.

Por otro lado existen también divergencias infrarrojas y la forma de cancelarlas tiene interesantes consecuencias para la definición de ciertas variables observables. En los diagramas donde se emite un gluón, si llamamos P al momento del quark que ha emitido tal gluón y K al momento del gluón, tenemos que el propagador del quark es proporcional a

$$\frac{1}{(P+K)^2 - M^2} = \frac{1}{K^2 + 2P \cdot K} \quad (1-6)$$

que es divergente cuando el gluón tiene poca energía ($K \rightarrow 0$). También podemos observar que existen las llamadas divergencias colineales que ocurren cuando el quark y el gluón están colimados ($P \cdot K = 0$).

Estas divergencias infrarrojas de los diagramas B de la Fig 1.3 quedan canceladas al incluir la contribución $|A \otimes C|$. Ello significa que la sección eficaz total es finita (Ref 1.10)

$$\sigma_1 = \left(1 + \frac{3}{4} C_F \frac{\alpha_S}{\pi}\right) \sigma_0 \quad (1-7)$$

siendo $C_F = (N_c^2 - 1)/2N_c = 4/3$ y $N_c = 3$, pero las secciones eficaces parciales

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q}) = |A|^2 + |A \otimes C| + \dots$$

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g) = |B|^2 + \dots$$

son divergentes infrarrojas. En el último caso tenemos por ejemplo

$$\frac{1}{\sigma_{\mu\mu}^0} \frac{d^2\sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g)}{dx_q dx_{\bar{q}}} = \frac{\alpha_S}{2\pi} C_F \frac{x_q^2 + x_{\bar{q}}^2}{(1-x_q)(1-x_{\bar{q}})}, \quad x_{q,\bar{q}} = \frac{2P_{q,\bar{q}}}{\sqrt{s}} \quad (1-8)$$

donde pueden verse claramente la divergencia infrarroja (x_q y $x_{\bar{q}} \rightarrow 1$ cuando $P_g \rightarrow 0$) y la colineal (x_q o $x_{\bar{q}} \rightarrow 1$ cuando $\vec{P}_g \parallel \vec{P}_q$ o $\vec{P}_g \parallel \vec{P}_{\bar{q}}$).

Estas divergencias infrarrojas son similares a las que ocurren en el proceso $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$. El cálculo de las secciones eficaces parciales sólo es posible a través de cortes que definan cuando la configuración $\mu\mu\gamma$ puede ser resuelta, en cuyo caso las secciones eficaces resultantes son finitas. La magnitud de dichos cortes se toma inferior a la resolución experimental que se tiene.

Para el caso $q\bar{q}g$ la magnitud del corte que hay que tomar está más pobremente definida debido al proceso de hadronización. Por un lado el corte debe ser menor que la resolución que se tiene experimentalmente, pero por otro lado debe ser lo suficientemente grande como para evitar tener en cuenta dos veces los gluones de baja energía involucrados en el proceso de fragmentación.

Generalmente se utilizan dos criterios distintos para los cortes. El primero exige que en la configuración final todas las posibles masas invariantes entre los distintos partones sean mayores que un valor dado, el cual puede expresarse como:

$$Y \equiv 2 \min_{i \neq j} \frac{P_i P_j - \vec{P}_i \cdot \vec{P}_j}{(\sum_k P_k)^2} \geq Y_{\text{corte}} \quad (1-9)$$

donde \vec{P}_i, P_i son, respectivamente, el vector momento y el módulo del mismo de la partícula i . Y_{corte} se ha escogido entre .02 a .05, lo que corresponde a masas invariantes entre 3.5 y 5.5 GeV a 35 GeV en el centro de masas.

El segundo criterio es el llamado de Stermann-Weinberg. Este parece más natural pues define como criterio de resolución el hecho de que los quarks y gluones tengan una energía superior a un cierto umbral, así como que el ángulo entre partones en el estado final sea mayor que un cierto valor. Matemáticamente puede expresarse como

$$\epsilon \equiv \min_i \frac{P_i}{(\sum_k P_k)} \geq \epsilon_{\text{corte}} \quad \text{y} \quad \cos(2\delta) \equiv \max_{i \neq j} \frac{\vec{P}_i \cdot \vec{P}_j}{P_i P_j} < \cos(2\delta_{\text{corte}}) \quad (1-10)$$

Se han tomado como valores de $\cos(2\delta_{\text{corte}}) = .09$ y de ϵ entre .07 y .15, que corresponden a valores de la energía de un partón entre 2.5 y 5 GeV a 35 GeV en el centro de masas.

A pesar de que la definición del estado final de tres jets depende del criterio de resolución establecido, las observaciones experimentales de tres jets en la colisiones e^+e^- (Ref 1.11) fueron interpretadas como evidencia de la emisión de un gluón.

Para parametrizar la evolución de α_S dada por la expresión 1.3, es conveniente introducir un parámetro de escala Λ , reemplazando

$$\frac{1}{\alpha_S(\mu^2)} - b_0 \log(\mu^2) \equiv b_0 \log(\Lambda^2) \quad , \quad b_0 = \frac{11N_c - 2N_f}{6} = \frac{23}{6}$$

con lo cual

$$\alpha_S = \frac{2\pi}{b_0 \log(Q^2/\Lambda^2)} \quad (1-11)$$

donde $N_f = 5$ es el número de sabores. Pero esta relación no es única ya que un cambio de escala de Λ ($\Lambda \rightarrow x\Lambda$) da lugar a una α'_S que difiere de la original en el $O(\alpha_S^2)$. Cuando se tiene en cuenta el orden α_S^2 esta relación se hace única.

Para los cálculos hasta orden $O(\alpha_S^2)$ hay que introducir todos los diagramas de la figura 1.3. La sección eficaz total hasta $O(\alpha_S^2)$ no se ha calculado sumando las secciones eficaces parciales de 2, 3 y 4 partones, debido a que los cálculos para $q\bar{q}$ no están efectuados. En lugar de ello puede utilizarse el teorema óptico, que nos lleva a la sección eficaz total

$$\sigma_2 = \left(1 + \frac{3}{4}C_F \frac{\alpha_S}{\pi} + K \left(\frac{\alpha_S}{\pi}\right)^2\right)\sigma_0, \quad (1-12)$$

donde K es una constante que depende del esquema de renormalización utilizado. En este trabajo sólo se usará el \overline{MS} y en este esquema el valor de la constante es

$$K_{\overline{MS}} = C_F(0.538N_c - \frac{3}{32}C_F - 0.08645N_f) = 1.405$$

Ahora la relación entre α_S y Λ se expresa como¹

$$\alpha_S = \frac{2\pi}{b_0 \log(Q^2/\Lambda^2) + (b_1/b_0) \cdot \log(\log(Q^2/\Lambda^2))}, \text{ con } b_1 = \frac{17N_c^2 - 5N_cN_f - 3C_FN_f}{6} = \frac{68}{6} \quad (1-13)$$

que establece una relación única entre ambas y que se puede demostrar que es independiente del punto μ^2 de renormalización escogido.

Las secciones eficaces de 2, 3 y 4 jets (que serán las de 2, 3 y 4 partones aplicando el criterio de resolución definido anteriormente para eliminar las divergencias infrarrojas) pueden escribirse como

$$\sigma_{3\text{-jet}} = \sigma_{3\text{-Born}} + \sigma_{3\text{-vir}} + \sigma_{4\text{-soft}} - \sigma_{3\text{-soft}} \quad (1-14)$$

$$\sigma_{4\text{-jet}} = \sigma_{4\text{-Born}} - \sigma_{4\text{-soft}} \quad (1-15)$$

donde $\sigma_{3\text{-Born}}$ y $\sigma_{4\text{-Born}}$ es la contribución de los diagramas B y D respectivamente de la Fig 1.3, $\sigma_{3\text{-vir}}$ viene dado por los diagramas F más la interferencia de B con F, y $\sigma_{3\text{-soft}}$ y $\sigma_{4\text{-soft}}$ se refieren a la contribución procedente de las secciones eficaces de $q\bar{q}g$ y $q\bar{q}q\bar{q} + q\bar{q}gg$ respectivamente que no cumplen los criterios de resolución exigidos.

¹Esta expresión ha sido derivada para quarks sin masa

La sección eficaz de 2 jets puede calcularse simplemente utilizando el teorema KLN

$$\sigma_{2-jet} = \sigma_2 - \sigma_{3-jet} - \sigma_{4-jet}$$

La sección eficaz σ_{3-vir} ha sido calculada por diferentes grupos (Ref 1.12,1.13,1.14,1.15) pero los resultados o eran poco útiles desde el punto de vista experimental por utilizar cortes extremadamente pequeños (Ref 1.12), o contenían ciertas aproximaciones del orden de los mismos cortes (Ref 1.13). No obstante todos los cálculos coinciden en el límite de $Y_{corte} \rightarrow 0$. En este trabajo se ha utilizado un tercer cálculo (Ref 1.16) donde los resultados precisos de la referencia 12 fueron extendidos a los cortes habituales mediante la integración por técnicas Monte Carlo. Con ello la precisión en los cálculos está sujeta al error estadístico aunque se puede conseguir que éste sea menor que la incertidumbre teórica en los diferentes resultados.

Para ello se generaron 10 millones de sucesos (1 millón de sucesos $q\bar{q}q$ y 9 millones de sucesos $q\bar{q}q\bar{q} + q\bar{q}gg$ con un corte en masa invariante extremadamente pequeño (10^{-3}). Los cortes de resolución fueron aplicados a dichos sucesos. Un suceso de 4 partones que pasaba los cortes pertenecía a la σ_{4-jet} , pero para un suceso que no pasaba los cortes, se recombinaban aquellos pares de partones que se encontraban por debajo del mínimo exigido, con lo cual este suceso contribuía a σ_{3-jet} o σ_{2-jet} . La recombinación puede efectuarse sumando el momento o sumando la energía. Los resultados obtenidos son independientes del método utilizado. Los números cuánticos, tales como el sabor de los dos partones involucrados en dicha recombinación, se mantienen. En el caso de quark-gluón la recombinación da lugar a un quark del mismo sabor que el quark original. En el caso de dos gluones el estado final es un gluón. El resto de casos posibles sólo contribuye en un .5% a σ_2 con lo cual pueden despreciarse. El resultado final del proceso es una función $A(X_q, X_{\bar{q}}, corte)$ que nos permite escribir

$$d\sigma_{3-jet} = d\sigma_{3-Born} + d\sigma_{3-vir} + d\sigma_{4-soft} - d\sigma_{3-soft} = d\sigma_{3-Born} \left(1 + A \frac{\alpha_S}{\pi}\right) \quad (1-16)$$

En los Monte Carlos que se han utilizado para la generación de sucesos hadrónicos las secciones eficaces que se han tenido en cuenta son las completas hasta segundo orden y se han incluido las correcciones radiativas en el estado inicial. Por el contrario la interferencia con el Z^0 no se ha incluido pues si bien su efecto es importante en la sección eficaz total hadrónica, no lo es en las distribuciones que vamos a estudiar.

Fragmentación

El bajo Q^2 involucrado en el proceso $q \rightarrow$ hadrones, imposibilita el uso de QCD perturbativa para su estudio. Esto, unido a la falta de conocimiento sobre el confinamiento, hace necesario la utilización de modelos de fragmentación para simular el proceso de hadronización. En este trabajo se han utilizado dos modelos. El primero es el llamado modelo de Alí (Ref 1.17), que es una extensión del modelo original de Feynman-Field (FF) (Ref 1.18), y el segundo es el modelo de cuerdas de Lund (Ref 1.19). Ambos modelos han sido ajustados para reproducir los datos.

El modelo de FF reproduce la producción de hadrones mediante una cadena de interacciones

$$q \rightarrow \text{meson} + q'$$

donde los otros dos quarks involucrados en la reacción son tomados del mar. La reacción continúa hasta que la energía del último quark alcanza el orden de las fluctuaciones del vacío. En este modelo existen, como en todos los modelos de fragmentación, varios parámetros libres. Entre ellos tenemos la fracción del momento longitudinal del quark original que es transferido al mesón que se ha formado, la razón de producción de mesones pseudoescalares frente a la de los vectoriales, la razón con que se crean pares de distintos sabores en el mar, y el momento transversal de los quarks generados a partir del mar. Este último es muy relevante para la topología de los sucesos. En MARK - J este parámetro se ha fijado mediante el ajuste del "thrust narrow" (Ref 1.20), habiéndose obtenido un valor para la semianchura de la gaussiana de $\approx 300\text{MeV}$.

En el modelo de Alí las extensiones que se han efectuado respecto al modelo original de FF son la introducción de la desintegración de los quarks originales pesados, la producción de mesones resonantes y la consideración de los gluones como un par colineal de $q\bar{q}$ donde la energía del gluón se reparte entre los quarks según la fórmula de Altarelli-Parisi (Ref 1.21).

En este modelo la conservación de energía-impulso se impone al final mediante una transformación de Lorentz de todo el suceso, lo que introduce una cierta dispersión de la dirección de los jets respecto a la dirección original de los partones.

El modelo de Lund utiliza también la parametrización de FF para describir la fase hadrónica, pero en un esquema distinto. Aquí la hadronización se explica mediante la ruptura de las cuerdas gluónicas que tratan de confinar a los quarks. Cuando el quark y el antiquark están muy separados la situación es energéticamente desfavorable y la cuerda se rompe en dos más pequeñas generándose una nueva pareja $q\bar{q}$ en el punto de ruptura. El proceso se repite hasta que la energía alcanza el nivel de la masa del pión.

En este último modelo no se producen jets de quarks o de gluones de modo intuitivo como ocurre en el modelo de Ali (Fig 1.4). Por el contrario, la fragmentación de los sucesos $q\bar{q}g$ se produce a lo largo de las hipérbolas que conectan el quark y el gluón, y el antiquark y el gluón (Fig 1.5). El efecto final es también un desplazamiento de la dirección original de los quarks pero mayor que en el modelo de Ali. Es debido a este hecho que los sucesos de tres jets de Lund son más parecidos a los de dos jets que en el caso del modelo de Ali.

Por tanto el modelo de Lund siempre necesitará una sección eficaz de 3-jets mayor que el modelo de Ali para la reproducción de los datos, o lo que es lo mismo, un valor de α_s mayor.

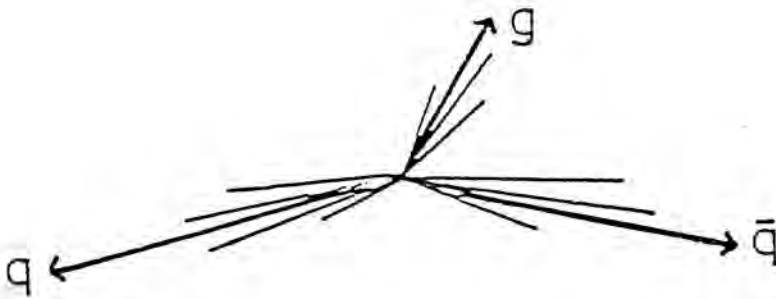


Fig. 1.4
Modelo de fragmentación de Ali

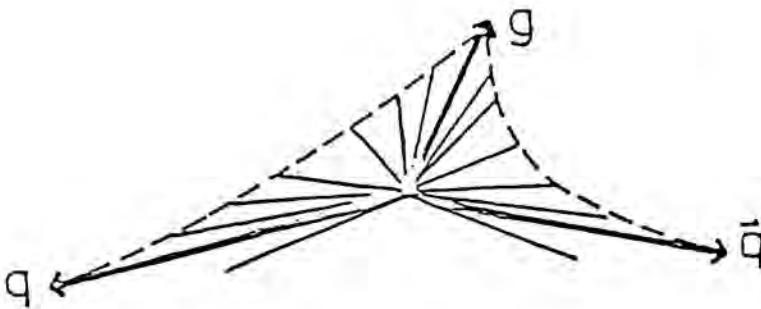


Fig. 1.5
Modelo de fragmentación de Lund

Capítulo 2

Descripción del sistema experimental

MARK-J es uno de los cuatro detectores situados en el anillo de colisión PETRA. En este capítulo se describen las características más relevantes tanto de dicho acelerador como del detector.

PETRA

PETRA (Positron Elektron Tandem Ringbeschleuniger Anlage) (Ref 2.1) es un anillo de colisión de electrones y positrones situado en el laboratorio DESY (Deutsches Elektronen Synchrotron) de Hamburgo. Tiene forma octogonal (Fig 2.1) con 2.3 km de perímetro y está formado por una serie de imanes dipolares (utilizados para curvar las trayectorias de los e^+e^-), cuadrupolares (focalizadores) y sextupolares (pequeñas correcciones de órbita). En dos de sus tramos rectos están situadas las cavidades aceleradoras de radiofrecuencia, utilizadas para acelerar las partículas del haz y compensar la pérdida de energía por radiación, y en las cuatro zonas experimentales se encuentran los detectores CELLO-PLUTO, JADE, MARK-J y TASSO.

Un parámetro relevante en cualquier anillo de colisión es la luminosidad (L), que da cuenta de la proporcionalidad existente entre la sección eficaz del proceso a estudiar y el número de sucesos de tal proceso que se producen

$$N(i \rightarrow \Delta f) = \sigma(i \rightarrow \Delta f) L \quad (2-1)$$

y que puede expresarse como:

$$L = \frac{N_+ N_-}{\sigma_x \sigma_y} f = \frac{I^+ I^-}{e^2 \sigma_x \sigma_y f} \quad (2-2)$$

donde f es la frecuencia de cruce de los haces (250 KHz en Petra), N_{\pm} el número ($\sim 10^{11}$) de electrones o positrones de cada paquete que circula en el acelerador (hay dos paquetes de e^+ y dos de e^-), I^{\pm} las intensidades y $\sigma_x \sigma_y$ son las dimensiones transversales de los paquetes ($\sim .1mm \times .5mm$). Ello nos da una luminosidad máxima de $10^{31} cm^{-2} s^{-1}$, pero debido a la pérdida de partículas del haz con el tiempo, causada mayoritariamente por el choque de éstas con el gas residual dentro del acelerador, la luminosidad disminuye rápidamente y es necesario inyectar nuevas partículas después de aproximadamente 3 ó 4 horas.

Otra característica importante de un acelerador es la distribución en energía de las partículas dentro de un mismo paquete respecto al valor promedio, y que es debida principalmente al intercambio energético por radiación entre ellas. Esta distribución es aproximadamente una gaussiana y, en el caso de Petra, con una anchura dada por

$$\sigma(MeV) = .092 E_{haz}^2 (GeV^2) \quad (2-3)$$

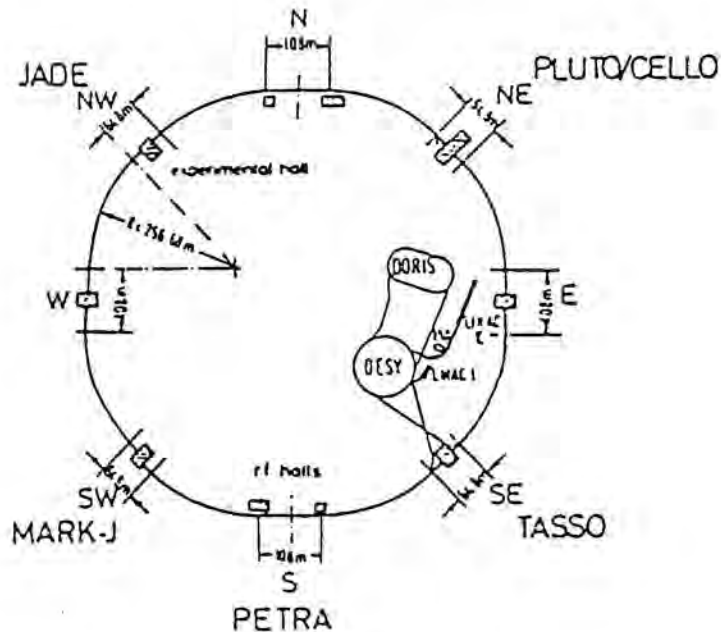


Fig 2.1

Esquema del acelerador PETRA

Detector MARK-J

El detector MARK-J (Fig 2.2 y Fig 2.3), que está situado en la zona experimental sudoeste de Petra, ha sido diseñado para la detección de fotones, electrones y hadrones gracias a un detector de vértices y varios calorímetros segmentados, y para la selección de muones y la medida de su momento mediante un espectrómetro toroidal de hierro magnetizado. Para una descripción detallada del detector puede consultarse la Ref 2.2

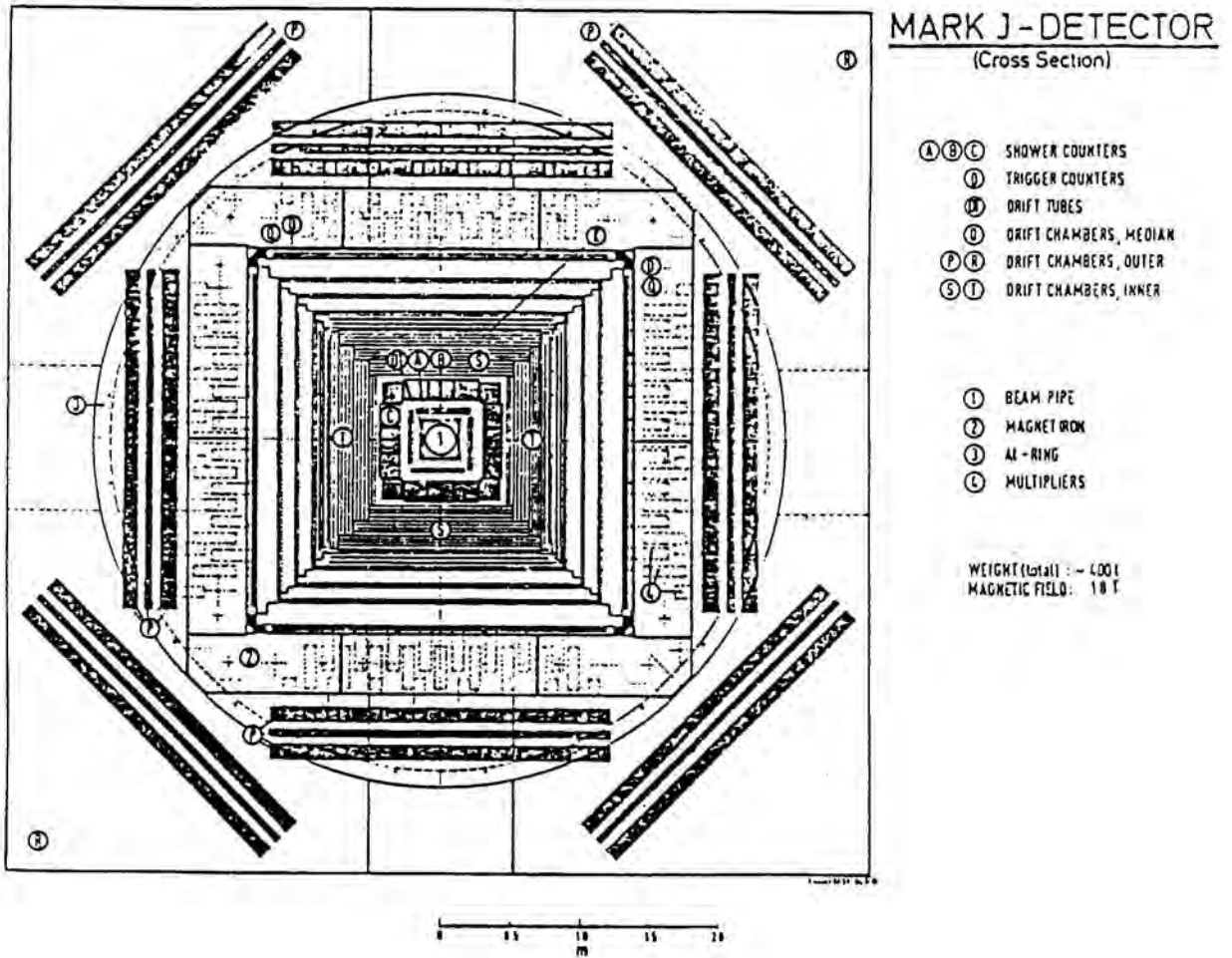


Fig. 2.2
Vista frontal del detector MARK-J

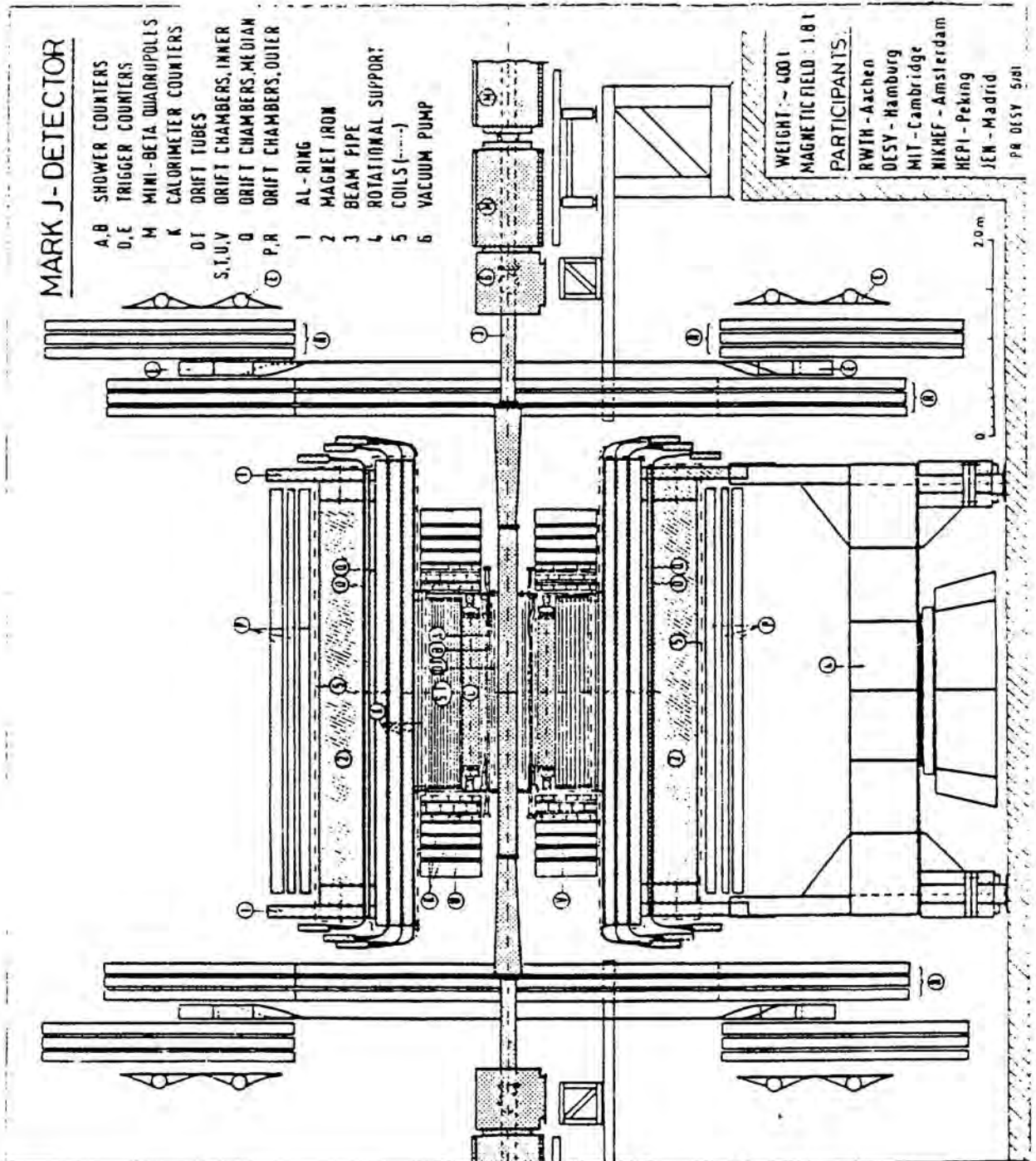


Fig. 2.3

Vista lateral del detector MARK-J

Detector de Vértices

Para la reacción que vamos a estudiar, la parte más relevante del detector la constituyen el llamado detector de vértices y los calorímetros electromagnético y hadrónico.

El detector de vértices está formado por un conjunto de cuatro planos de tubos de deriva (Fig 2.4) situados alrededor del tubo del haz. Su funcionamiento está basado en la detección de los electrones libres producidos al pasar partículas cargadas a través de un medio ionizable. Este medio ionizable en nuestro caso es una mezcla de argón y etano, en la proporción 3:2, y la detección de los electrones se produce gracias a la deriva de los mismos debida a la acción del campo electrostático existente entre las paredes del tubo, que se encuentran a un potencial de cero voltios, y el hilo de tungsteno que atraviesa longitudinalmente cada tubo y que se encuentra a un potencial de +1950 voltios. Conociendo la velocidad de deriva V_{dr} de los electrones ($\approx .5\text{cm}/\mu\text{s}$) y el tiempo de llegada Δt de los mismos al hilo sensor de tungsteno, podemos determinar la distancia d de la partícula incidente al hilo sensor

$$d = V_{dr} \Delta t \quad (2-4)$$

La resolución que se tiene en tal medida es de $300\mu\text{m}$ por tubo.

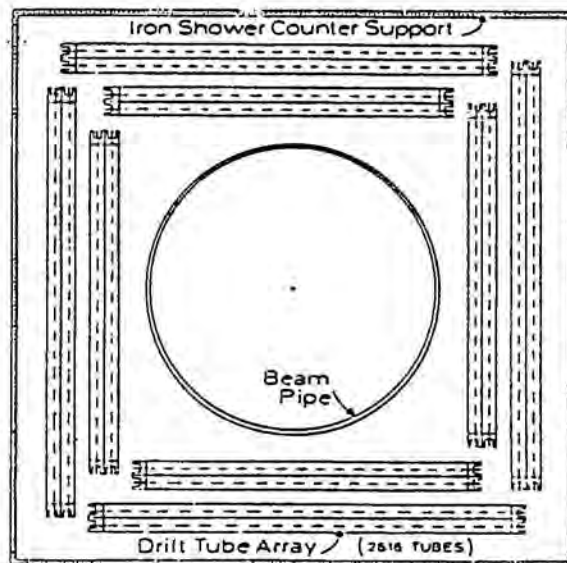


Fig. 2.4
Esquema del detector de vértices

La posición del vértice de la interacción se determina extrapolando las trayectorias de las partículas que han sido ajustadas en los tubos de deriva (Fig 2.5). La resolución en la medida de tal posición es de 2 mm y su valor es de gran utilidad para rechazar la contaminación de cósmicos e interacciones con el gas residual.

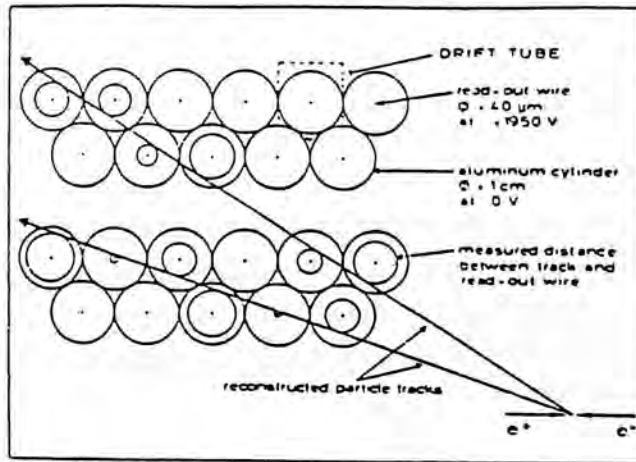


Fig. 2.5
Reconstrucción de trazas

En la figura 2.6 se muestra la posición z reconstruida a partir de la determinación del vértice de los sucesos que se han seleccionado como hadrones. La anchura de tal distribución está de acuerdo con las características técnicas de los paquetes de partículas de Petra.

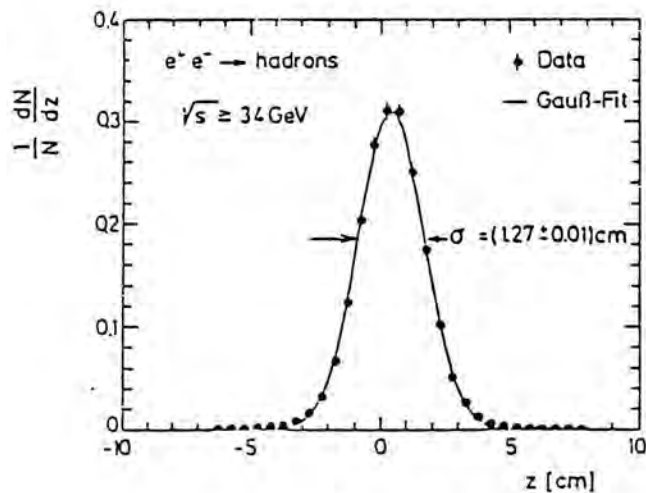


Fig. 2.6
Posición del vértice para sucesos hadrónicos

Calorímetros electromagnético y hadrónico

El funcionamiento de los calorímetros está basado en la detección de las cascadas producidas al atravesar una partícula el medio absorbente (o convertidor) del calorímetro, que generalmente es de hierro o plomo. La energía de la cascada es reconvertida en fotones en el material centelleador del calorímetro, que constituye su parte activa. Esta señal lumínica, es convertida a su vez en señal eléctrica en los extremos de los centelleadores mediante el uso de fototubos, y su amplitud y tiempo de llegada se digitalizan por medio de los ADC (Analogic to Digital Converter) y TDC (Time to Digital Converter).

En MARK-J existen dos calorímetros diferentes (en la Fig 2.7 puede verse la estructura esquemática del detector con la disposición de tales calorímetros). El primero, y más interno, es el llamado calorímetro electromagnético y está diseñado para la detección de electrones y fotones. Está formado por tres grupos de contadores (A, B, C) con un total de 18 longitudes de radiación. Estos contadores están construidos alternando láminas de plomo de 5 mm de espesor, que constituyen el material absorbente, y láminas de material centelleador del mismo espesor. Cubre un ángulo azimutal ϕ completo alrededor del haz, y un ángulo polar θ entre 12° y 168° .

El segundo calorímetro es el llamado calorímetro hadrónico. Está formado por tres grupos de 32 contadores de centelleo (K1-2, K3, K4) y en ellos se utiliza el hierro como material absorbente.

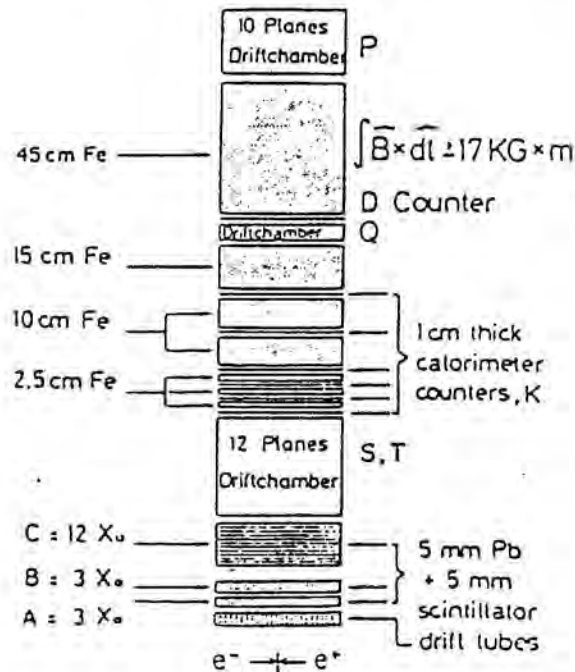


Fig. 2.7

Estructura esquemática del detector

Para la medida de las posiciones y de la energía que depositan las diversas partículas que atraviesan los calorímetros se hace uso de los valores registrados en los TDC y ADC.

El valor del ADC, una vez substraida la mínima señal de registro o ruido electrónico (pedestal), es proporcional a la señal A que ha recibido el fototubo; por ello podemos escribir

$$A = \frac{ADC - pedestal}{ganancia} = A_0 e^{-(L/2-z)/\lambda} \quad (2-5)$$

donde ganancia es el factor de proporcionalidad, A_0 es la señal generada a lo largo de la trayectoria de la partícula, L la longitud del contador, λ la longitud de atenuación del mismo y z indica la posición de la trayectoria respecto al centro del contador. La energía depositada se calcula en base a las señales que se reciben en cada extremo del fototubo

$$E = \frac{g}{2} (A_1 e^{(L/2+z)/\lambda} + A_2 e^{(L/2-z)/\lambda}) \quad (2-6)$$

donde g es función de la geometría del contador y del tipo de interacción producida (electromagnética o hadrónica). En la figura 2.8 se muestra la distribución de energías para sucesos seleccionados como Bhabhas a alto ángulo ($30^\circ \leq \theta \leq 150^\circ$), utilizando el método mencionado. La resolución que se obtiene es del 8% a 44 GeV en el CM.

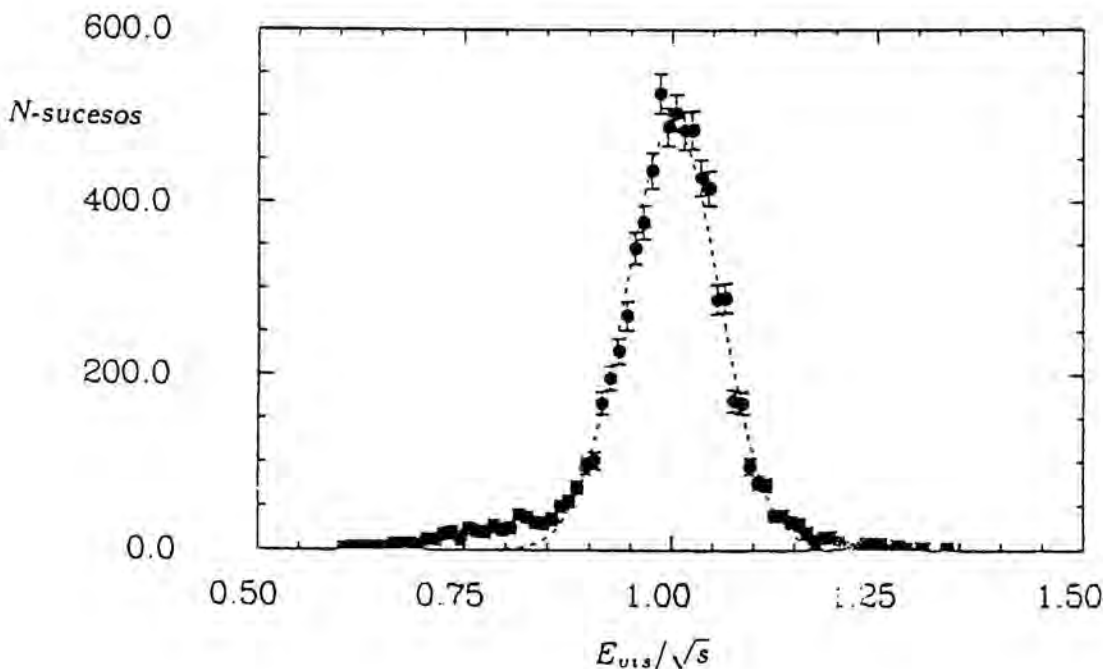


Fig. 2.8
Distribución de energías para sucesos Bhabhas

Para la determinación de la posición pueden utilizarse dos métodos distintos según se atiende a la información que nos proporcionan los TDC o los ADC.

Atendiendo al valor del TDC, según muestra la Fig 2.9

$$t_{TDC} = t_v + \frac{d}{v} + T_z \quad (2-7)$$

donde t_v es el tiempo de vuelo de la partícula desde el punto de interacción hasta el de impacto, T_z es el tiempo que tarda la señal entre el fototubo y el TDC, d es la distancia entre la señal y el fototubo y v es la velocidad de la luz en el contador. Conocido t_z podemos definir el tiempo de impacto, T_i , para cada fototubo como

$$T_i = t_{TDC_i} - T_{z_i} = \frac{d_i}{v} + t_v \quad (2-8)$$

con lo cual la posición puede determinarse por diferencia de tiempos

$$Z_{tdc} = \frac{v}{2}(T_1 - T_2) \quad (2-9)$$

Si utilizamos los valores de los ADC en lugar de los TDC la posición vendrá determinada por la comparación de las señales que aparecen en los extremos opuestos de cada contador

$$Z_{adc} = \frac{\lambda}{2} \ln\left(\frac{A_2}{A_1}\right) \quad (2-10)$$

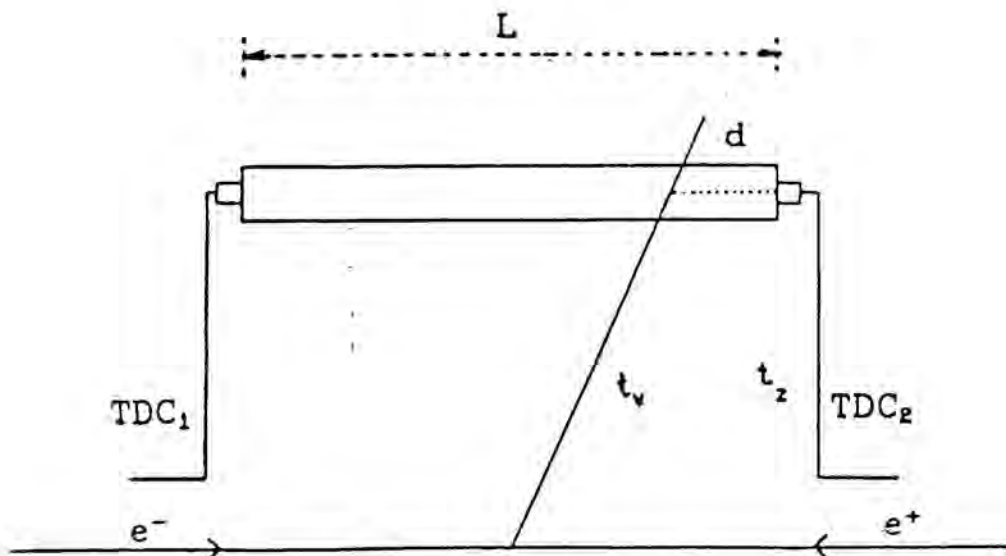


Fig. 2.9
Descomposición del t_{TDC}

El utilizar uno u otro método depende de la calidad de las señales registradas. Para los contadores K , que sólo tienen un fototubo en uno de los extremos, se utiliza únicamente la información de los TDC. En las figuras 2.10 se muestra la diferencia entre la posición predicha por las trazas ajustadas en los tubos de deriva (Z_{dt}) y la posición medida en el calorímetro A para sucesos seleccionados como Bhabhas. La resolución es de ≈ 3 cm cuando se utiliza solamente la información que nos proporciona los TDC, y de ≈ 5 cm cuando sólo se atiende a la información de los ADC.

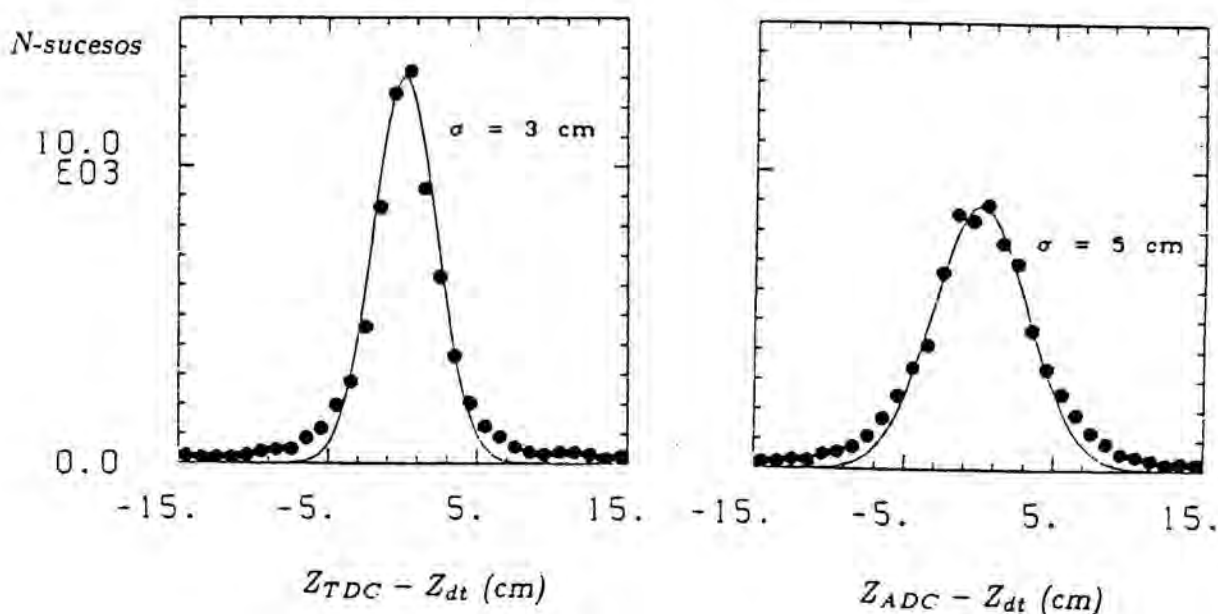


Fig. 2.10

Resolución en la medida de la posición para los contadores A

Calibración de las ganancias y T_z

Debido a cambios de funcionamiento en los fototubos, al envejecimiento de los centelleadores y cambios en la misma electrónica (voltajes aplicados a los fototubos, etc) ciertos valores tales como las ganancias y los T_z de los contadores varían con el tiempo y es necesario proceder regularmente a una calibración o medida de los mismos.

Para la calibración de las ganancias se utilizan muones cósmicos, de los cuales se conoce exactamente la energía que han de depositar en promedio en cada contador por ser

partículas de mínima ionización. Conociendo, pues, el valor medio \overline{ADC} de un número razonable de cósmicos que han atravesado el detector, la ganancia viene determinada por

$$\text{ganancia} = \frac{E_{\min}}{\overline{ADC} - \text{pedestal}} \quad (2-11)$$

donde E_{\min} es la energía depositada por el muón y por tanto conocida

La calibración de los T_z se efectúa con la ayuda de sucesos Bhabhas. Extrapolando la trayectoria predicha por los tubos de deriva, podemos determinar la posición exacta (Z_{dt}) por donde ha atravesado el e^- o e^+ en cada contador. Podemos escribir

$$Z_{tdc} - Z_{dt} = \frac{\Delta T_{z1} - \Delta T_{z2}}{2} v \quad (2-12)$$

donde ΔT_{z1} y ΔT_{z2} son las variaciones experimentadas por los T_z originales. Por otra parte, para partículas procedentes del vértice de la interacción, si los T_z son correctos ha de cumplirse

$$MT = \frac{1}{2}(T_1 + T_2) - \frac{L}{2v} - t_v = 0 \quad (2-13)$$

lo que nos lleva inmediatamente a la expresión

$$\frac{\Delta T_{z1} + \Delta T_{z2}}{2} = MT \quad (2-14)$$

que, juntamente con la fórmula 2.12, nos permite conocer las correcciones en los T_z originales.

Capítulo 3

Selección de los sucesos hadrónicos

En las colisiones e^+e^- la determinación de la sección eficaz hadrónica se expresa a través de la sección eficaz normalizada "R":

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrones})}{\sigma^0(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} \quad (3-1)$$

donde ambas secciones eficaces están dadas al menor orden en QED y $\sigma^0(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-) = \frac{4}{3}\pi\alpha^2/s$.

En este capítulo se presenta el método usado para la selección de sucesos hadrónicos con vistas a la obtención de la muestra que ha sido utilizada para la medida experimental de R. También se discutirán las fuentes de contaminación en dicha muestra y los posibles errores sistemáticos en la determinación de R.

Selección de sucesos

En la selección de sucesos podemos distinguir dos pasos bien diferenciados. El primero es la selección "on line" mediante la electrónica rápida del detector ("trigger"), y el segundo consiste en la reconstrucción de tales sucesos en una IBM 3081 para su posterior análisis.

Trigger para hadrones

Debido a las características técnicas de PETRA el cruce de paquetes de partículas en el acelerador se produce con una frecuencia de 250 kHz, pero teniendo en cuenta la luminosidad que se obtiene, se espera una interacción real e^+e^- con una frecuencia mucho menor que 1 Hz. Desgraciadamente, en cada cruce se induce ruido de fondo que puede producir ciertas señales en el detector. El sistema de trigger es el encargado de decidir cuándo la señal puede provenir de una interacción real y con ello reducir el ritmo de toma de datos a un nivel que pueda ser procesado.

Para la generación de un trigger de hadrones se exige en un primer nivel señales en un mínimo de tres contadores A y tres contadores B, y si esto se cumple, se requiere posteriormente el cumplimiento de al menos dos cualesquiera de las seis posibilidades siguientes:

- $A_u \geq 50 \text{ MeV}$ y $A_d \geq 50 \text{ MeV}$
- $A_l \geq 50 \text{ MeV}$ y $A_r \geq 50 \text{ MeV}$
- $B_u \geq 50 \text{ MeV}$ y $B_d \geq 50 \text{ MeV}$
- $B_l \geq 50 \text{ MeV}$ y $B_r \geq 50 \text{ MeV}$
- $C_u \geq 50 \text{ MeV}$ y $C_d \geq 50 \text{ MeV}$
- $C_l \geq 50 \text{ MeV}$ y $C_r \geq 50 \text{ MeV}$

donde A_u indica la energía depositada en el grupo de contadores A situados en la parte superior del detector, A_d en la parte inferior, A_r en la derecha, y A_l en la izquierda, e igual notación se sigue para los contadores B y C. El objetivo de estas condiciones es el requerir un cierto balance mínimo de energía en el detector.

Evidentemente, todas estas señales deben estar también en coincidencia con la señal que indica cuándo se cruzan los paquetes de partículas y que se utiliza como tiempo de referencia para todas las demás medidas que se efectúan en el detector. Debido a que el umbral para la generación de señales es sólo dos veces la energía depositada por una partícula de mínima ionización, y los calorímetros mencionados están muy cerca del tubo del haz, el trigger se satisface con una frecuencia típica de 80 Hz, pero que puede llegar a ser mayor si las condiciones del haz son desfavorables. En principio este trigger debería tener una eficiencia del 100%, aunque efectos en la electrónica pueden introducir algunas pérdidas, que se han encontrado lo suficientemente pequeñas como para poder ser ignoradas.

Un segundo nivel del trigger exige que la energía observada en los contadores A,B y C sea mayor que el 8% de la energía en el centro de masas (\sqrt{s}), y que la energía en A,B,C y K sea mayor que $.16\sqrt{s}$. El cálculo aproximado de la energía se efectúa en un microprocesador, y si el trigger es aceptado, una PDP 11 graba finalmente toda la información procedente de los calorímetros, tubos de deriva y cámaras en una cinta magnética.

Selección de la muestra

Para que la aceptación sea la mayor posible, manteniendo una mínima contaminación, se han escogido los cortes para seleccionar la muestra de hadrones teniendo en cuenta, por un lado, el hecho de que los sucesos hadrónicos se caracterizan generalmente por depositar energía en los contadores K y por una alta multiplicidad de partículas cargadas y, por otro lado, que las principales fuentes de contaminación provendrán de los procesos

- $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow \text{hadrones} + X$
- Procesos de dos fotones. Principalmente de las reacciones

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^-q\bar{q} \text{ y } e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-$$
- $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$
- Interacciones con el gas residual.

Para la discusión de tales cortes es conveniente introducir la siguiente notación. Llamando E_i a la energía de la señal i en una célula del calorímetro para un determinado suceso, y \vec{e}_i al vector unitario que indica la orientación espacial de dicha señal, definiremos el vector energía \vec{E} del suceso como

$$\vec{E} = \sum_i \vec{e}_i \cdot E_i$$

Para un detector ideal este vector energía debería ser cero, pero en nuestro caso, debido a la resolución del detector y a las partículas no detectadas, es distinto de cero. Para estudiar este efecto definiremos como: $E_l \equiv |E_z|$ a la energía longitudinal no balanceada, $E_t \equiv \sqrt{E_x^2 + E_y^2}$ a la energía transversal no balanceada y $E_{vis} = \sum_i E_i$ a la energía total visible en el detector.

Para la selección de hadrones, se exige en un primer nivel que E_{vis} esté comprendida entre 25% y el 200% de \sqrt{s} . El corte en 200% se efectúa para eliminar cascadas cósmicas que pueden dejar una enorme cantidad de energía en el detector, mientras que el corte en

25% elimina sucesos que tengan solamente uno o dos muones, más parte de los sucesos de dos fotones e interacciones con el gas residual. Con este criterio el número de datos queda reducido en más de un 60%.

En un segundo nivel se exige que los sucesos verifiquen las siguientes propiedades:

- $E_{vis} \geq .35 \sqrt{s}$, E_t y $E_l \leq .70 \sqrt{s}$, que abreviaremos con la notación .35/.7/.7
- La energía depositada en los contadores K debe estar comprendida entre el 5% y el 75% de la energía visible
- El tiempo promedio de las señales registradas en los contadores A,B,C tiene que ser menor de 20 nsec respecto a la señal que indica que un cruce de paquetes se ha producido.
- El número de trazas en el detector de vértice debe ser mayor que tres, y deben definir un vértice a una distancia menor de 10 cm desde el punto de interacción.

Los sucesos dudosos (tales como aquéllos con energía entre .35 y $.50\sqrt{s}$, con más de tres trazas en los tubos de deriva pero con menos del 5% de la energía en los contadores K, o aquéllos donde la energía en los contadores K está comprendida en el rango especificado anteriormente, pero el número de trazas ajustadas es menor que cuatro) son grabados en un fichero especial y posteriormente son inspeccionados visualmente para decidir si son incluidos en la muestra. En condiciones normales aproximadamente un 10% de tales sucesos son aceptados, lo que representa el 15% de la muestra final.

Todo el procedimiento mencionado hasta el momento se realiza generalmente el mismo día de la toma de la cinta magnética. Es por ello que todos los cálculos de energía son solamente aproximados por razones de eficiencia (tiempo de CPU) y debido a que se utilizan constantes que posteriormente han de recalibrarse.

No es hasta la calibración de las ganancias y los T_z , mencionados en el capítulo 2 para el período de tiempo en donde se ha tomado la cinta, que estamos en condiciones de calcular exactamente la energía y aplicar los cortes definitivos. En la figura 3.1 puede observarse la distribución de energía visible de los datos que se han seleccionado como hadrones a la energía de 44 GeV en el centro de masas, haciendo uso de las constantes ya calibradas (por esta razón ahora tenemos sucesos con $E_{vis} < .35\sqrt{s}$) El pico de la izquierda corresponde a los sucesos hadrónicos de dos fotones, mientras que el pico de la derecha corresponde a los sucesos en que estamos interesados, $e^+e^- \rightarrow q\bar{q} \rightarrow$ hadrones (la resolución en energía para estos últimos, con los cortes mencionados, es del 20%). Para seleccionar estos sucesos hemos utilizado los siguientes cortes:

- $E_{vis} > .5\sqrt{s}$

- $E_t < .5\sqrt{s}$
- $E_l < .5\sqrt{s}$

que los abreviaremos con la notación $.5/.5/.5$.

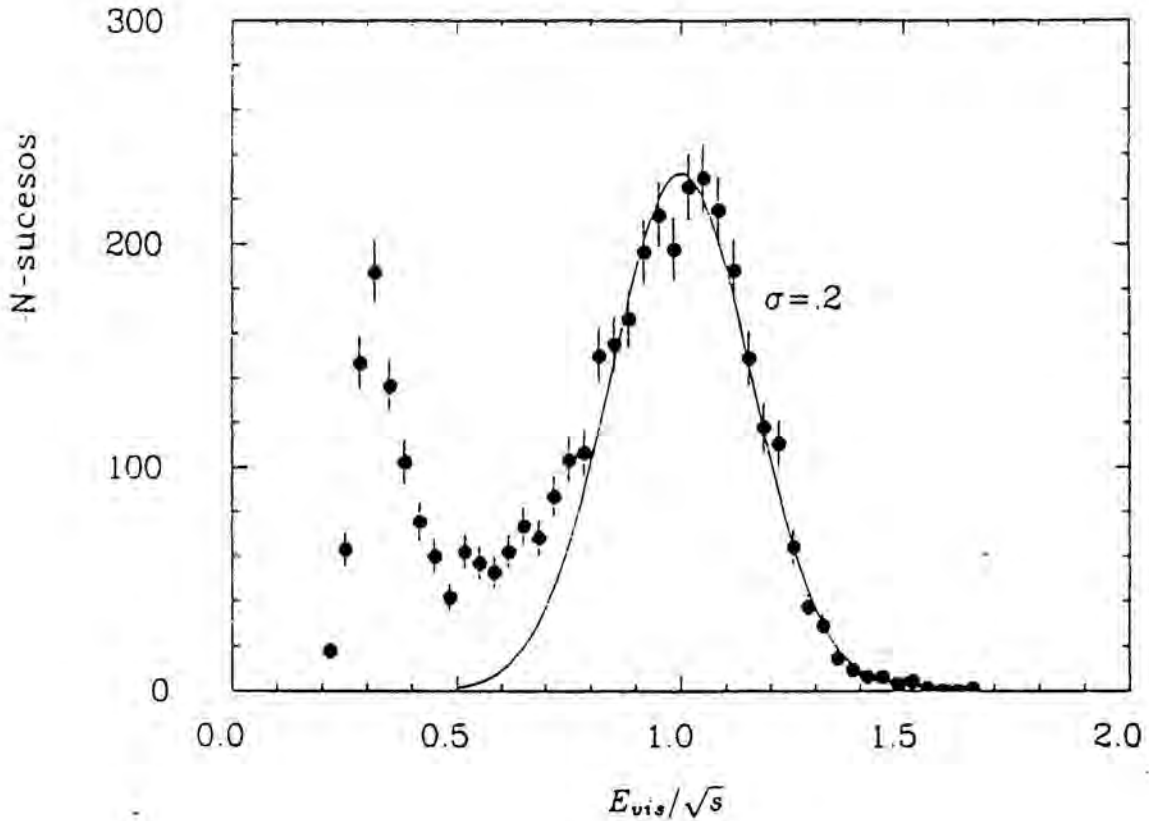


Fig. 3.1

E_{vis}/\sqrt{s} para los sucesos seleccionados como candidatos hadrónicos

Los cortes en energía no balanceada están especialmente pensados para eliminar la contaminación procedente de las interacciones con el gas residual (debido a que la energía cinética de las partículas de los haces es muy grande comparada con la del gas) e interacciones $e^+e^- \rightarrow e^+e^-q\bar{q}$.

El corte en E_{vis} ha sido escogido en $.5\sqrt{s}$ por encontrarse en el valle de la energía visible de los sucesos seleccionados (Fig 3.1), de modo que el efecto de las imprecisiones en la calibración sea pequeño. Por otro lado si el corte se aumenta la estadística será menor y si el corte se disminuye la contaminación de dos fotones es mucho mayor. En la figura 3.2

pueden observarse las distribuciones de E_t , E_l y E_{vis} para los datos y para el Monte Carlo $e^+e^- \xrightarrow{\gamma^*} q\bar{q} \rightarrow \text{hadrones}$, con los cortes $.5/.5/.5$.¹

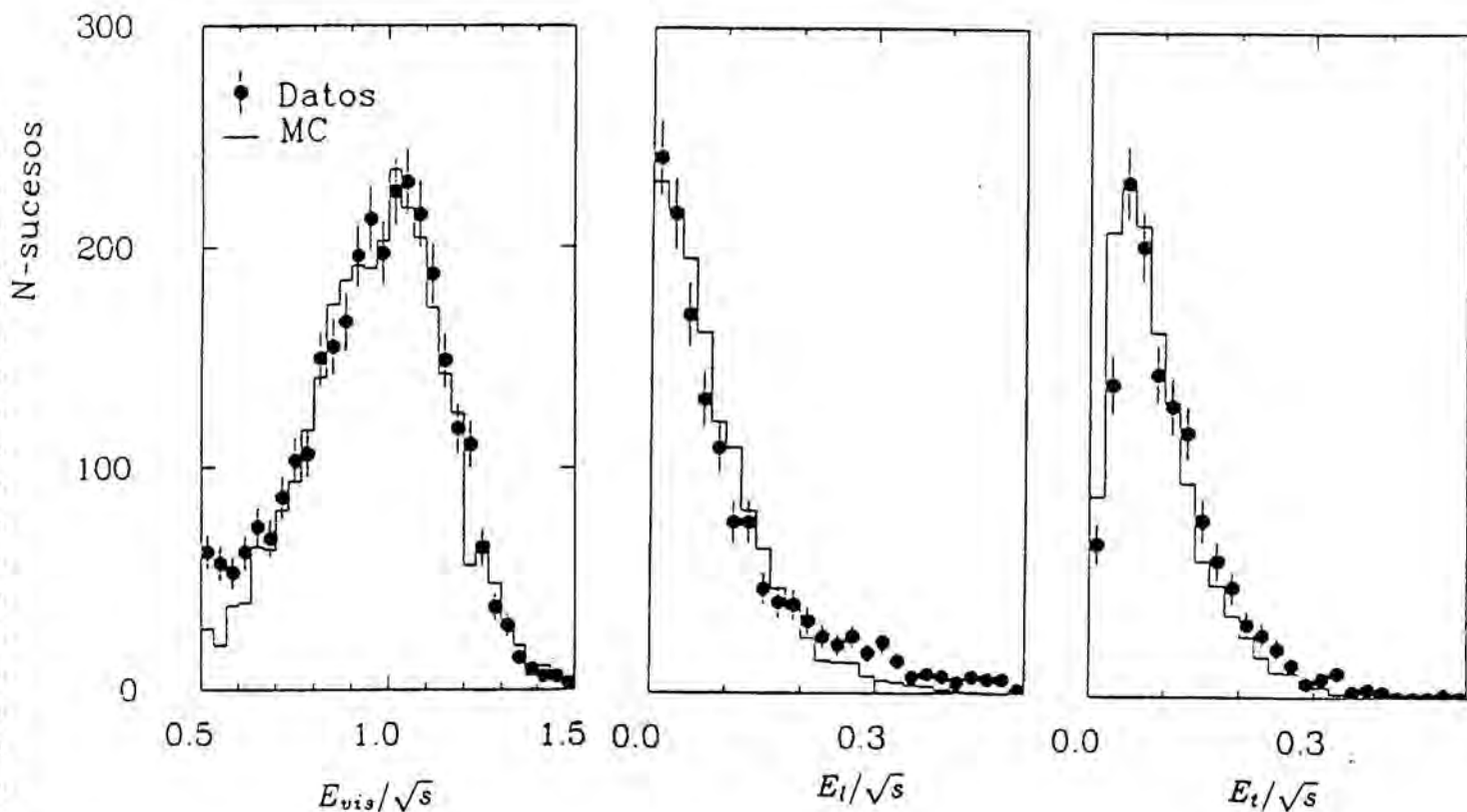


Fig. 3.2
Distribuciones de E_t , E_l y E_{vis}

Como puede verse de las figuras 3.2, los cortes en E_t y E_l tienen un efecto pequeño en la aceptación total de los sucesos hadrónicos, mientras que el corte en $E_{vis} > .5\sqrt{s}$ reduce la muestra en $\approx 15\%$. Para tener en cuenta posibles errores sistemáticos en las determinaciones de aceptancias y contaminaciones el corte $E_{vis} > .7\sqrt{s}$ también será estudiado, y será éste el que posteriormente utilizaremos para el estudio de las secciones eficaces pesadas con la energía, pues la contaminación se ve reducida.

¹La pequeña discrepancia para pequeños valores de E_{vis} , es debida fundamentalmente a la contaminación existente en los datos de los procesos $e^+e^- \rightarrow e^+e^-q\bar{q}$ y $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ que se discutirán más adelante

Determinación experimental de R

La sección eficaz hadrónica se obtiene a partir del número de sucesos encontrados, corrigiéndolo por contaminación y aceptación, y normalizando a la luminosidad. Además las correcciones radiativas deberán ser sustraídas para comparar los datos con el valor teórico de la sección eficaz normalizada R . Más adelante nos ocuparemos detalladamente de cada uno de los puntos mencionados.

Matemáticamente la determinación experimental de R puede expresarse como

$$R_{exp} = \frac{N_h - N_{con}}{F_{crh} A_h \sigma_{\mu\mu}^0 L} \quad (3-2)$$

donde N_h es el número de hadrones en la muestra seleccionada, N_{con} el número de sucesos que se estima como contaminación para la luminosidad L acumulada, A_h la aceptación para el proceso que estamos estudiando y F_{crh} es el factor que compensa por correcciones radiativas.

Medida de la luminosidad

La luminosidad en MARK-J se mide contando el número de sucesos $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ detectados en el calorímetro electromagnético y comparándolo con la predicción de QED para la producción de Bhabhas incluidas las correcciones hasta orden α^3 . Para estimar el error sistemático en tal medida, ésta se ha comparado con otra efectuada utilizando contadores a bajo ángulo, obteniéndose una diferencia entre ellas menor que el 3%.

En la figura 3.3 se muestra la luminosidad que MARK-J ha acumulado hasta diciembre del 85, y que corresponde a los datos que han sido utilizados en este trabajo. La luminosidad total acumulada es de 156 pb^{-1} .

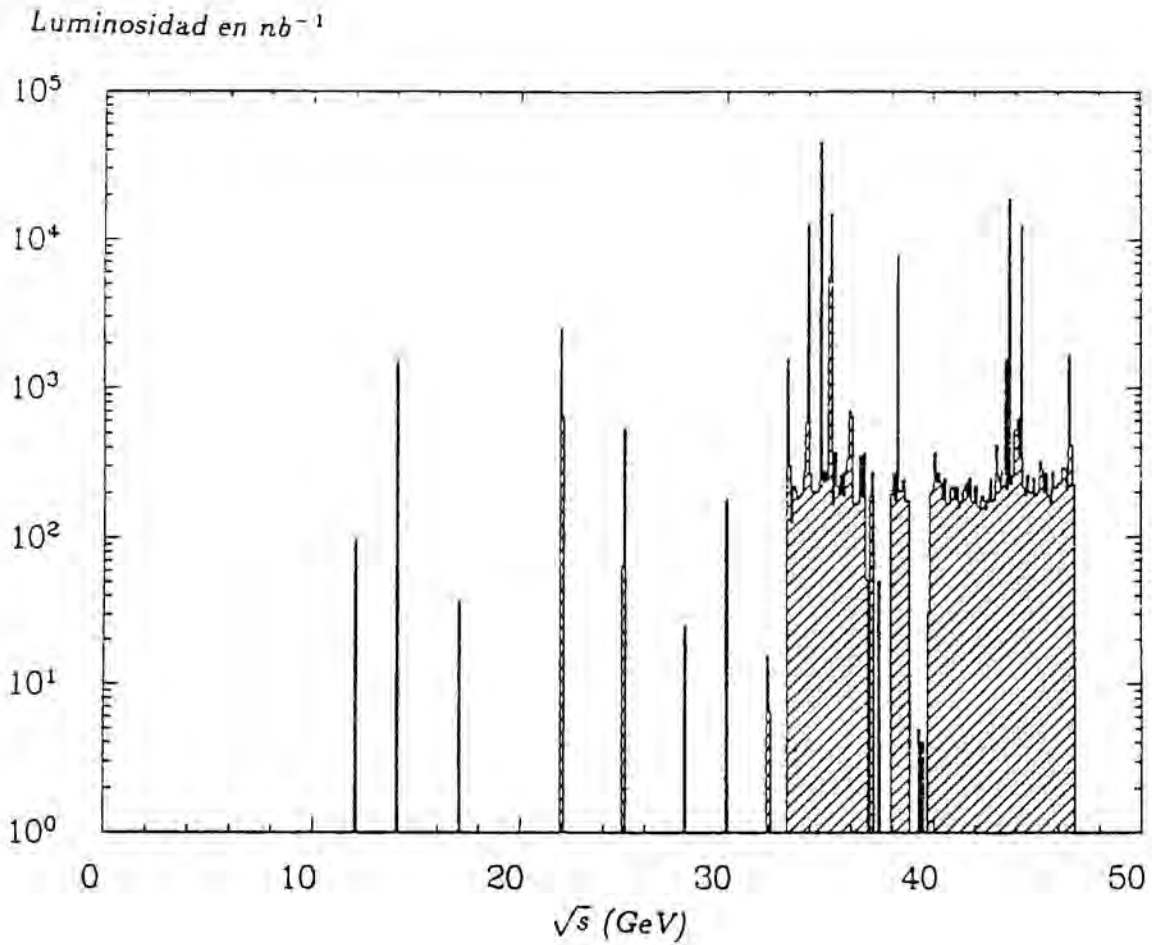


Fig. 3.3
Luminosidad acumulada en MARK-J en función de \sqrt{s}

Correcciones radiativas para el proceso $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$

Como ya se ha mencionado con anterioridad, el número de sucesos hadrónicos ha de corregirse por efecto de las correcciones radiativas. Estas han sido calculadas hasta α^3 (Ref 3.1), con lo cual puede escribirse

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)) = \sigma^0(e^+e^- \rightarrow q\bar{q})(1 + \delta) \quad (3-3)$$

donde δ recibe contribución por bremsstrahlung, corrección de vértice y polarización del vacío.

En la figura 3.4 se muestra el factor de corrección $F_{crh} = (1 + \delta)$ que hemos utilizado y que puede ser aproximado, en este rango de energías, por:

$$F_{crh} = 1.215 + .00323\sqrt{s}$$

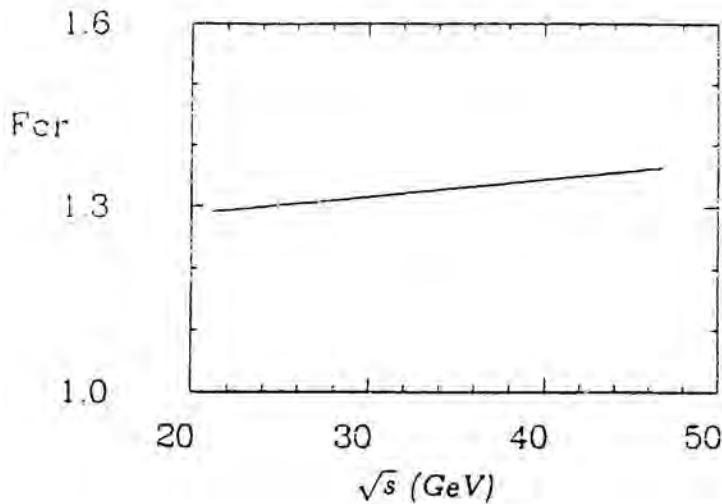


Fig. 3.4

Factor de corrección radiativa para el proceso $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$

Medida de la aceptancia para el proceso $e^+e^- \rightarrow$ hadrones

La determinación de la aceptancia de la reacción $e^+e^- \rightarrow q\bar{q} \rightarrow$ hadrones ha sido realizada en base a una generación Monte Carlo de sucesos, donde está incluido el orden $O(\alpha_s^2)$. Para ello se han sometido los sucesos MC al mismo tratamiento que los datos. En la figura 3.5 puede observarse la aceptancia en función del ángulo θ entre el eje del thrust,¹ definido a nivel de hadrones, y la dirección del haz, para el corte de selección .5/.5/.5. La aceptancia se ha encontrado prácticamente 100% en la zona $-.75 \leq \cos \theta \leq .75$.

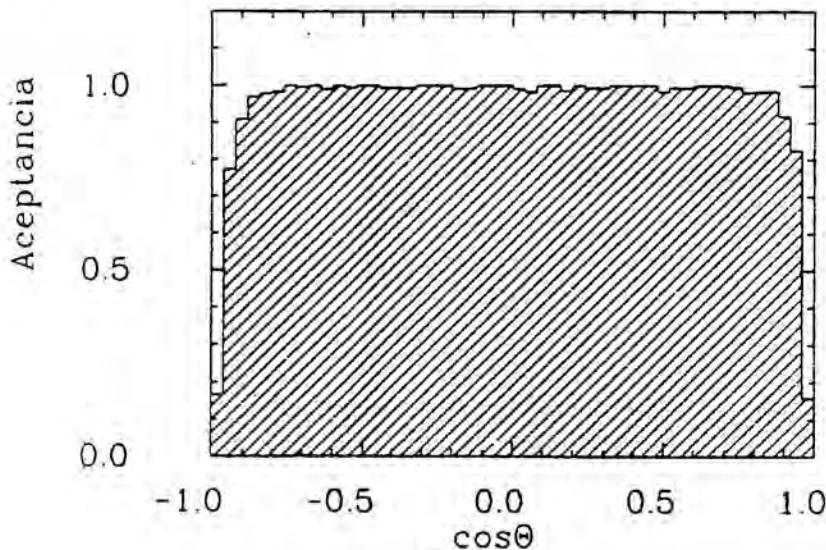


Fig. 3.5

Aceptancia angular para hadrones

¹Se define como eje del thrust la dirección \vec{e}_T que maximiza la expresión $T = \max \frac{\sum_i |E_i \cdot \vec{e}_T|}{\sum_i E_i}$

En la figura 3.6 se presenta la dependencia de la aceptación en función de la energía, para dos cortes distintos: .5/.5/.5 y .7/.5/.5. Ambas están bien descritas por las aproximaciones lineales:

$$A_{h,.5/.5/.5} = .89 - .00136\sqrt{s} \quad (3-4)$$

$$A_{h,.7/.5/.5} = .704 + .00111\sqrt{s} \quad (3-5)$$

Este cálculo se ha encontrado muy estable a los cambios en los parámetros del Monte Carlo:

- $\Delta A_h < .2\%$ comparando predicciones para distintos modelos de fragmentación
- $\Delta A_h < .3\%$ cuando α_S varía entre .11 y .16
- $\Delta A_h < .2\%$ cuando se comparan las predicciones para distintos valores de los cortes $\epsilon - \delta$ o Y_{corte}
- $\Delta A_h < .1\%$ al cambiar el momento transversal de los jets

De todo ello se ha concluido un error sistemático en la determinación de la aceptación inferior a .4%.

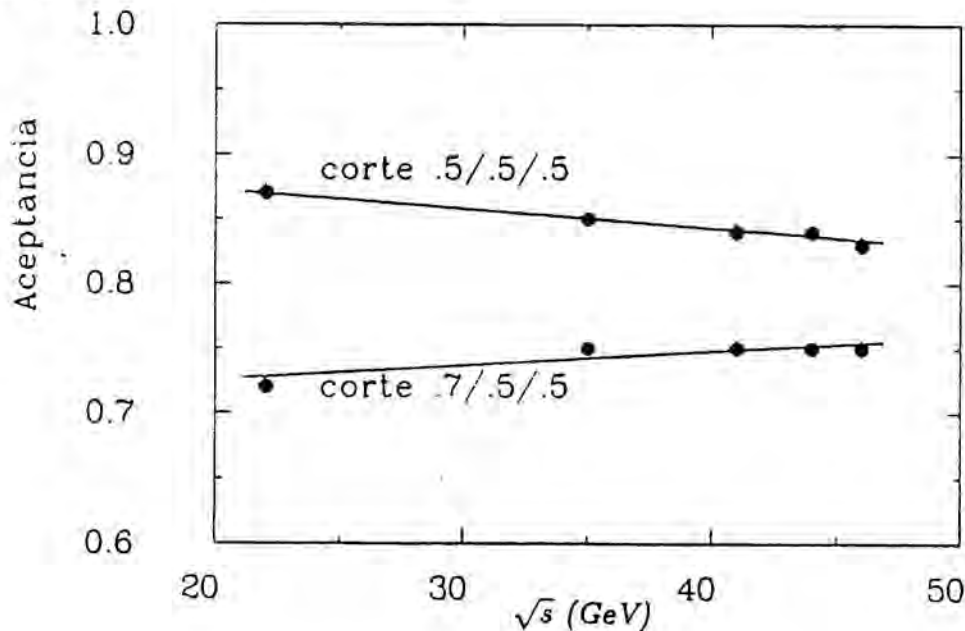


Fig. 3.6
Aceptancia para hadrones en función de \sqrt{s}

Contaminación en la muestra e^+e^- — hadrones

Contaminación procedente del proceso $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$

En la reacción $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$, el leptón τ puede desintegrarse en un estado final conteniendo hadrones más un neutrino. No obstante, como la producción de τ es aproximadamente cuatro veces menor que la de $q\bar{q}$ y el $B_r(\tau \rightarrow h)$ es del 65%, es de esperar que la contaminación sea baja. En la figura 3.7 se muestra la distribución de E_{vis}/\sqrt{s} de los sucesos τ Monte Carlo que son aceptados como hadrones con nuestro criterio de selección, frente a los datos.

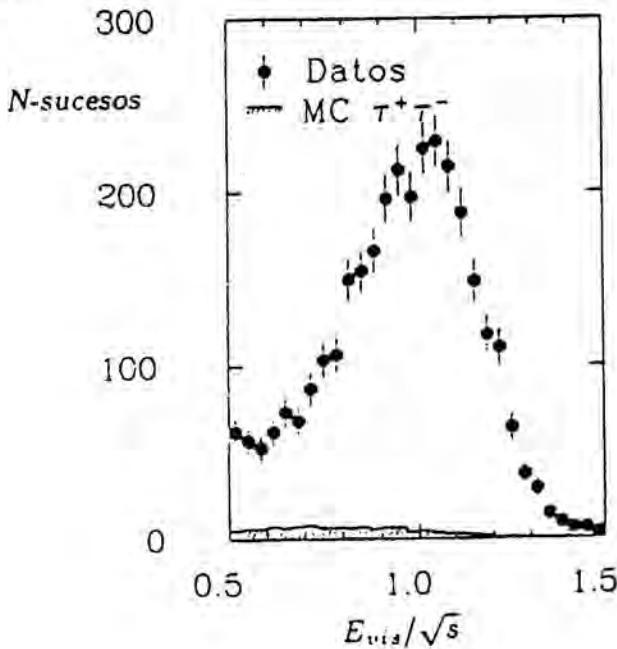


Fig. 3.7

Contaminación de τ esperada en los datos

El número de sucesos aceptados como contaminación ha demostrado, según nuestro Monte Carlo, ser independiente de la energía. Se ha encontrado

$$A_{\tau,.5/.5/.5} = .12 \quad (3-6)$$

$$A_{\tau,.7/.5/.5} = .10 \quad (3-7)$$

Conociendo esta aceptación, el número de sucesos que se espera como contaminación puede expresarse como

$$N_{\tau} = A_{\tau} F_{crr} L \sigma_{\mu\mu}^0 \quad (3-8)$$

donde F_{crr} viene dado por las correcciones radiativas que se han utilizado, hallándose como buena aproximación:

$$F_{crr} = 1.239 + .00338\sqrt{s} \quad (3-9)$$

Ello implica una corrección en R de

$$\Delta R = -\frac{N_r}{F_{rch}A_h\sigma_{\mu\mu}^0 L} = -\frac{F_{crr}A_r}{F_{rch}A_h} \quad (3-10)$$

obteniéndose un valor de $\approx -.15$ para $\sqrt{s} = 44$ GeV con los cortes .5/.5/.5 .

Contaminación procedente del proceso $e^+e^- \rightarrow e^+e^-q\bar{q}$

En un proceso de dos fotones, generalmente, el electrón y el positrón no son detectados, con lo cual el suceso tiene poca energía visible. En el caso en que solamente el electrón o el positrón sean detectados, el suceso aparecerá no balanceado. En la figura 3.8 se muestra la distribución de energía no balanceada en la dirección z , frente a E_{vis}/\sqrt{s} para el proceso $e^+e^- \rightarrow e^+e^-q\bar{q}$. En ella podemos ver que los cortes .5/.5/.5 son adecuados para eliminar la mayoría de tales sucesos.

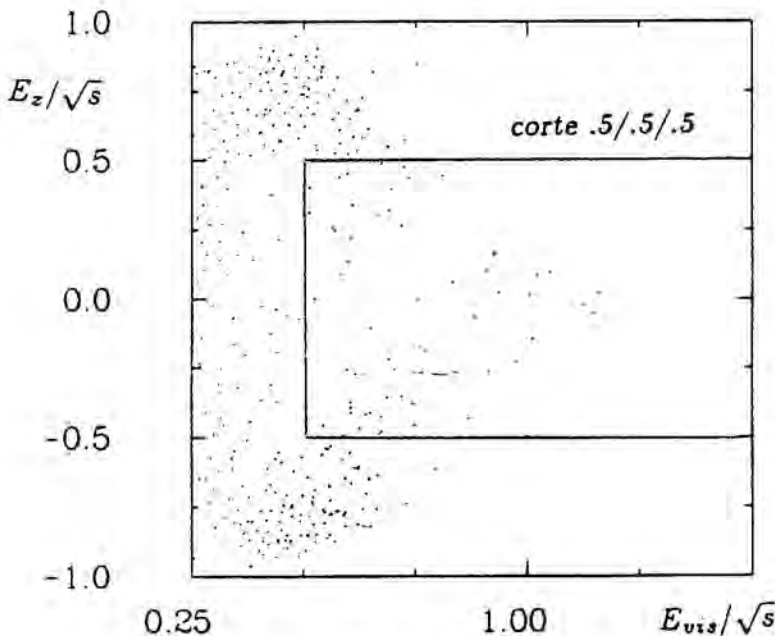


Fig. 3.8

E_z/E_{vis} frente E_{vis}/\sqrt{s} para el proceso $e^+e^- \rightarrow e^+e^-q\bar{q}$

Para el cálculo de esta contaminación se ha utilizado el Monte Carlo $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$ de la referencia 3.2, modificado apropiadamente para tener en cuenta cargas fraccionarias. En la figura 3.9 se presenta la contaminación encontrada en R en función de la energía debida a los procesos de dos fotones y que puede ser aproximada por:

$$\Delta R_{\gamma\gamma,.5/.5/.5} = .00208\sqrt{s} + .0099 \quad (3-11)$$

$$\Delta R_{\gamma\gamma,.7/.5/.5} = .00102\sqrt{s} + .0134 \quad (3-12)$$

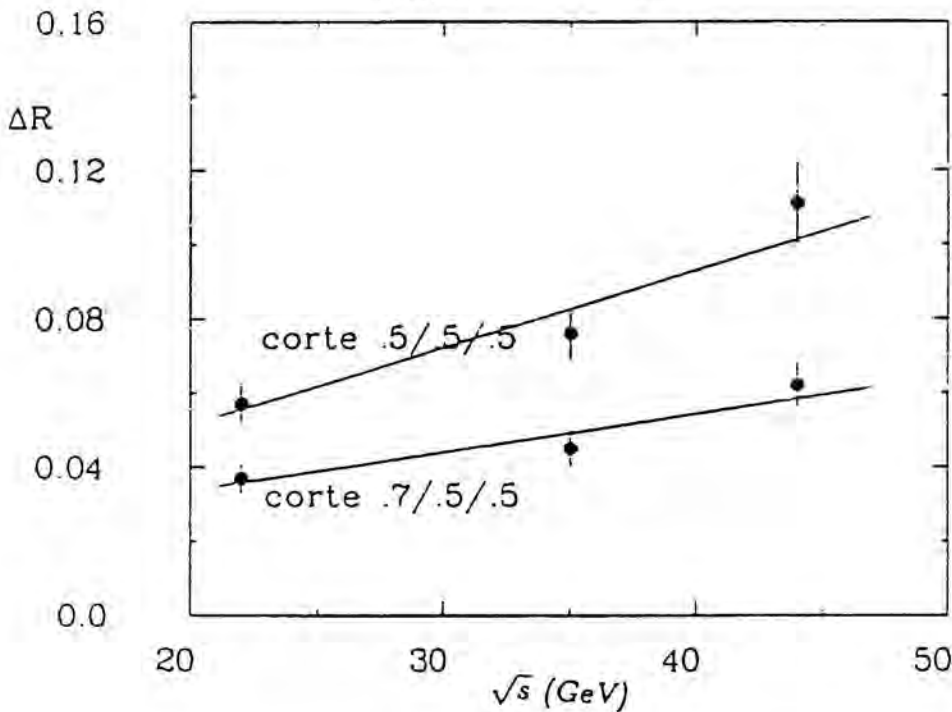


Fig. 3.9

Contaminación por procesos de dos fotones en función de \sqrt{s}

Otras fuentes de contaminación

Otras posibles fuentes de contaminación provienen de las interacciones con el gas residual, los sucesos Bhabha y los procesos $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-$.

La estimación de la contaminación por interacciones con el gas residual es difícil pues a nivel de trigger depende completamente de las condiciones del haz. No obstante, debido a los cortes de selección en energía y a la posterior visualización de los sucesos que son dudosos, esta contaminación se ha estimado despreciable.

Para los sucesos Bhabha y $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-$ se han utilizado Monte Carlos sometiendo los sucesos generados al mismo procedimiento que los datos. Para los primeros, debido a que los electrones y positrones depositan prácticamente toda su energía en el calorímetro electromagnético, el corte en $E_K \geq .05E_{vis}$ es suficiente para su rechazo. No obstante, algunos de los Bhabhas a alto ángulo pasan dicho corte, pero debido a sus características se encontrarán entre aquellos sucesos que requieren un examen visual, durante el cual generalmente son rechazados. Por otro lado el proceso $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-$ presenta unas características similares al proceso $e^+e^- \rightarrow e^+e^-q\bar{q}$. En conjunto, de los estudios MC se ha estimado una contaminación $\leq .5\%$, que se ha despreciado debido a que es mucho menor que los errores sistemáticos introducidos por otras fuentes y que se discutirán a continuación.

En la figura 3.10 puede verse el buen acuerdo entre la distribución de la energía visible para los datos frente a la suma de las distribuciones predichas por los Monte Carlo de $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$, $\rightarrow \tau^+\tau^-$, $\rightarrow e^+e^-q\bar{q}$.

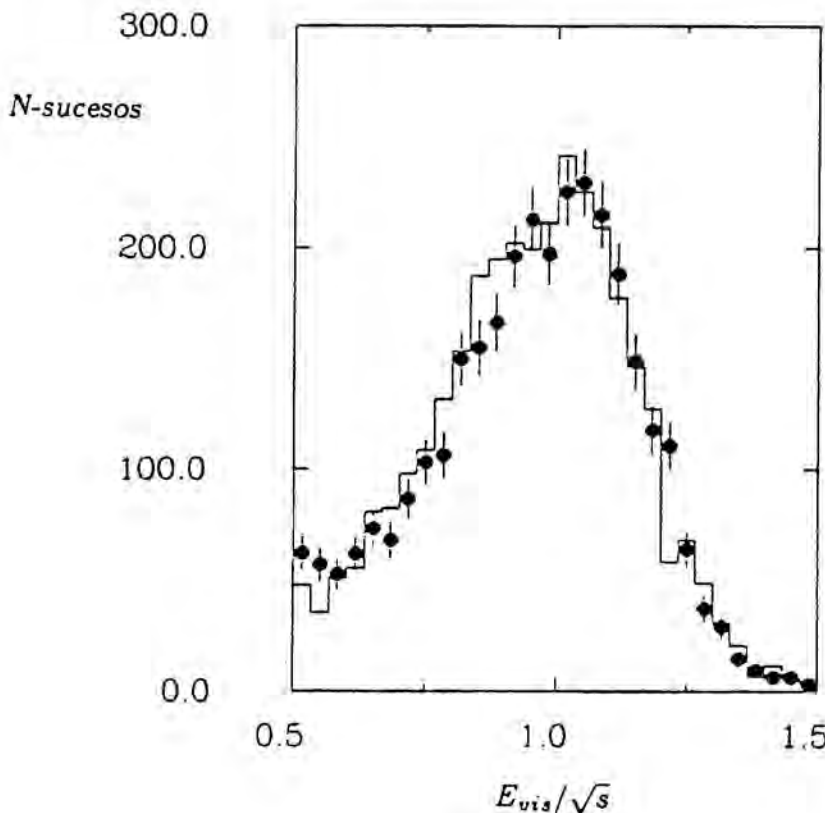


Fig. 3.10

Comparación entre la distribución de E_{vis} de datos y Monte Carlo

Errores sistemáticos en la medida de R

Existen principalmente 4 fuentes de errores sistemáticos

- la medida de la luminosidad
- el cálculo de la aceptación
- la estimación de la contaminación en la muestra
- imprecisiones en la calibración

Las tres primeras fuentes de error sistemático dan como resultado un factor global de normalización desconocido que afecta a todo el rango de energías. Por el contrario la última fuente de error sistemático mencionada es un error que depende de la calibración, y por ello no es un factor global, y lo llamaremos error punto a punto.

Para la luminosidad, como ya se ha mencionado con anterioridad, el error sistemático se estima en menos del 3%.

Para la estimación del error en el cálculo de la aceptación y en la determinación de la contaminación se ha procedido al cálculo de la R variando los cortes de selección del análisis a los cortes $.7/.5/.5$. Las variaciones introducidas por este cambio se han encontrado menores que el 1%.

El error punto a punto se ha estimado en el 1% debido a que éste es el cambio observado en la aceptación cuando se toma un error en las ganancias del 2%, estimado a partir del error estadístico en la calibración de las mismas y de las diferencias que se observan utilizando dos métodos distintos.

Resumiendo, se ha tomado un error sistemático del 3%, error que viene dominado por el error en la luminosidad, y un error punto a punto del 1%.

Capítulo 4

Medida de R

El valor teórico de R está dominado por QED mediante el proceso de aniquilación en un fotón (diagrama de la figura 13-A) pero, a las energías de PETRA, R está notablemente influenciada por el intercambio directo del Z^0 y, a menor escala, por la interferencia de éste con el fotón. En la figura 4.1 pueden verse los efectos electrodébiles en R para el rango de energías de PETRA, más las correcciones dadas por QCD para un valor de $\Lambda = 100$ MeV. En este capítulo se estudiarán dichos efectos.

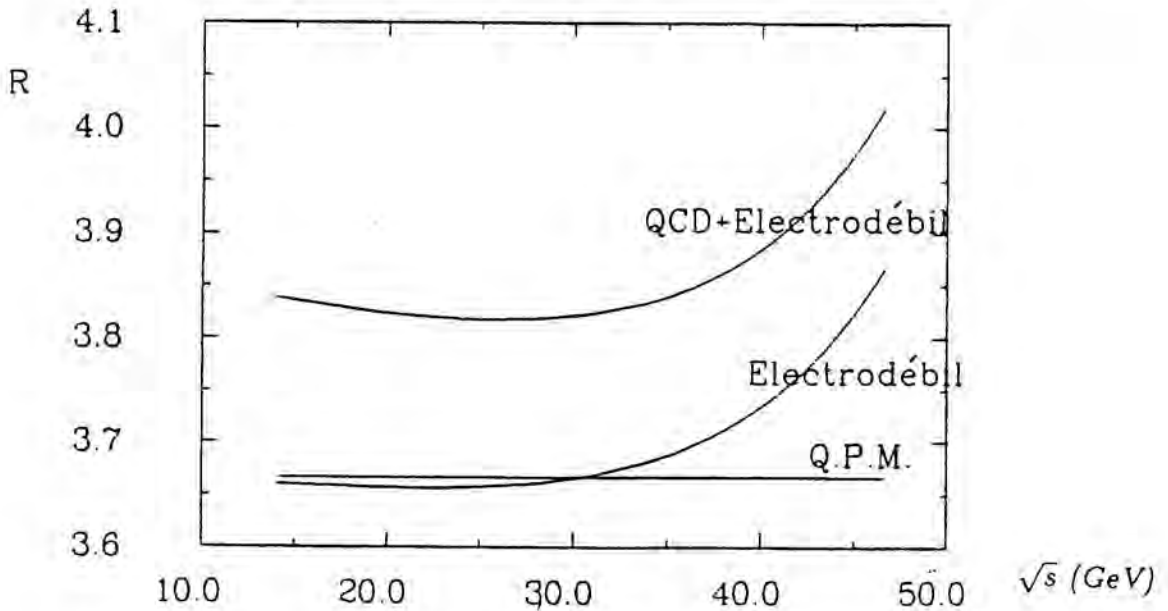


Fig. 4.1
Valores esperados de R en función de \sqrt{s}

Resultados

En la tabla 4.2 se muestran los valores de R medidos agrupando los datos en intervalos de 1 GeV. Para ello se ha utilizado la expresión 3.2 donde

$$N_{con} = N_{\tau\tau} + N_{\gamma\gamma}$$

Los errores en dicha tabla sólo incluyen el error estadístico.

En la figura 4.3 se muestran los mismos valores pero esta vez incluyendo el error punto a punto. Por el contrario el error sistemático del 3% no está incluido pero su magnitud puede observarse en la misma figura. La curva de trazo continuo corresponde al valor teórico de R para $\Lambda = 100 \text{ MeV}$, $M_{Z^0} = 93 \text{ GeV}$ y $\sin^2 \theta_W = .22$

$\sqrt{s}(\text{GeV})$	Luminosidad(nb^{-1})	R	ΔR
14.033	1491.3	3.90	.08
21.994	2583.9	3.75	.09
25.004	600.4	4.16	.21
33.702	1021.3	3.80	.22
34.548	51814.9	3.91	.03
35.046	18695.1	3.84	.05
36.416	1497.5	3.85	.19
37.407	530.5	3.40	.33
38.299	9322.6	4.07	.08
40.022	1185.1	3.85	.24
40.745	2047.6	4.12	.18
41.776	1934.7	4.08	.19
42.858	2252.6	3.92	.18
43.828	34853.1	3.94	.04
44.865	2370.3	4.58	.19
45.890	2360.2	4.31	.19
46.581	2569.3	4.29	.19

Tabla 4.2
Valores medidos de R en distintos puntos de \sqrt{s}

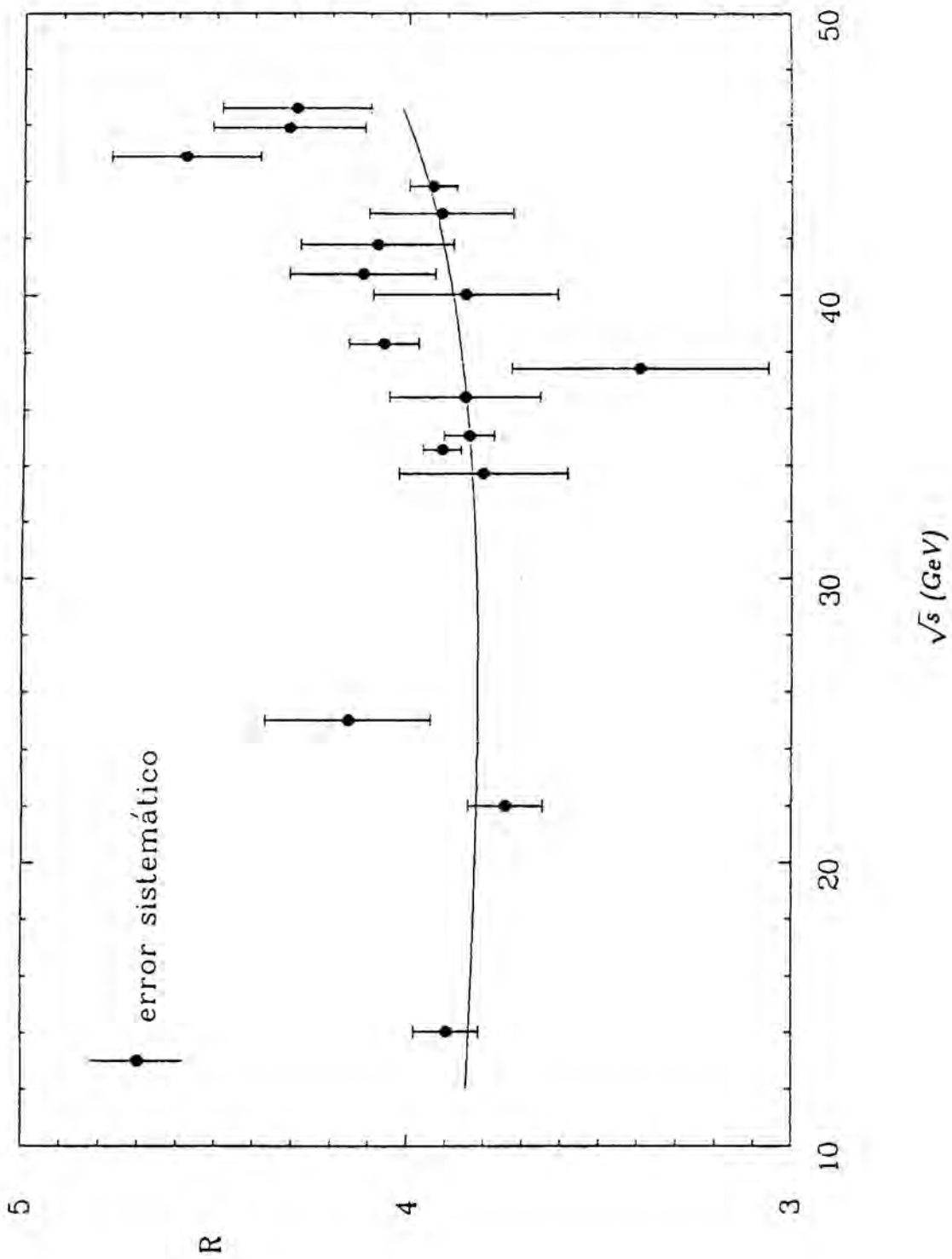


Fig. 4.3
 Valores medidos de R en distintos puntos de \sqrt{s}
 (error punto a punto incluido)

Efectos electrodébiles en la medida de R

En este apartado vamos a analizar los resultados obtenidos en la medida de R dentro del marco del modelo estándar. En particular determinaremos el valor del $\sin^2 \theta_W$ y de la masa del Z^0 .

Incluyendo los efectos debidos al Z^0 , R puede escribirse como:

$$R = \sum_q R_{weak}^q = \sum_q \beta_q \frac{3 - \beta_q^2}{2} R_{VV}^q + \beta_q^3 R_{AA}^q \quad (4-1)$$

donde

$$\beta_q = \sqrt{1 - \frac{m_q^2}{s}}$$

$$R_{VV}^q = 3 \cdot \left(Q_q^2 + 2 \cdot Q_q \cdot s \cdot g \cdot D \cdot g_V^e \cdot g_V^q + s^2 \cdot g^2 \cdot D^2 \cdot g_V^q{}^2 \cdot (g_V^e{}^2 + g_A^e{}^2) \right)$$

$$R_{AA}^q = 3 \cdot s^2 \cdot g^2 \cdot D^2 \cdot g_A^q{}^2 \cdot (g_V^e{}^2 + g_A^e{}^2)$$

$$D = \frac{M_{Z^0}^2}{M_{Z^0}^2 - s}$$

$$g = \frac{1}{4 \cdot \cos^2 \theta_W \cdot \sin^2 \theta_W \cdot m_{Z^0}^2}$$

siendo Q_q las cargas de los quarks, y g_V^f y g_A^f las constantes de acoplo vectorial y axial

$$g_V^f = T_{3L}^f - 2Q_f \sin^2 \theta_W$$

$$g_A^f = T_{3L}^f$$

$$T_{3L}^f = \begin{cases} \frac{1}{2} & \text{para los quarks u y c} \\ -\frac{1}{2} & \text{para el } e^- \text{ y los quarks d, s y b} \end{cases}$$

Las correcciones debidas a QCD hasta el orden α_S^2 modifican R en un factor

$$\left(1 + \frac{3}{4} C_F \frac{\alpha_S}{\pi} + K \left(\frac{\alpha_S}{\pi} \right)^2 \right)$$

donde K y C_F son las constantes mencionadas en la expresión 1.12.

Para la comparación con los datos se ha efectuado un ajuste χ^2 definido como

$$\chi^2 = \sum_i \left(\frac{R_i - F \cdot R_{T_i}}{\Delta R_i} \right)^2 + \left(\frac{F - 1}{\Delta F} \right)^2 \quad (4-2)$$

donde:

- R_i es el valor de R medido a la energía \sqrt{s}_i
- R_{T_i} es el valor teórico de R para dicha energía
- ΔR_i es el error estadístico en R_i más el error punto a punto.
- F es el factor de normalización mencionado en el apartado de los errores sistemáticos
- ΔF es el error sistemático del 3%, que viene dominado por el error en la luminosidad.

En un ajuste simultáneo para $\sin^2 \theta_w$ y M_{Z^0} , fijando el valor de $\Lambda = 100 \text{ MeV}^1$, la mejor descripción de nuestros datos se obtiene para

$$\sin^2 \theta_w = .22^{+.34}_{-.04}$$

$$M_{Z^0} = 87^{+15}_{-5} \text{ GeV}$$

donde los errores corresponden al 68% CL (el valor de χ^2 es de $\chi^2/DF = 19/13$). En la figura 4.4 se muestran las curvas de nivel para el 68% y el 95% de nivel de confianza. Tomando el 95% CL tenemos

$$.15 \leq \sin^2 \theta_w \leq .60$$

$$77 \leq M_{Z^0} \leq 123 \text{ GeV}$$

Para el ajuste anterior se ha tomado como parámetros libres $\sin^2 \theta_w$ y Z^0 , juntamente con el parámetro de normalización F . Debido a que el error en F es del 3%, éste domina los errores en los parámetros ajustados.

Fijando los valores de la masa del Z^0 y de Λ a 93 GeV y 100 MeV respectivamente, en la figura 4.5 puede observarse la variación del valor esperado de R para distintos valores de $\sin^2 \theta_w$.

¹El fijar el valor de Λ a un cierto valor influye poco en los resultados debido a que cambios en el parámetro F producen efectos similares a cambios en Λ

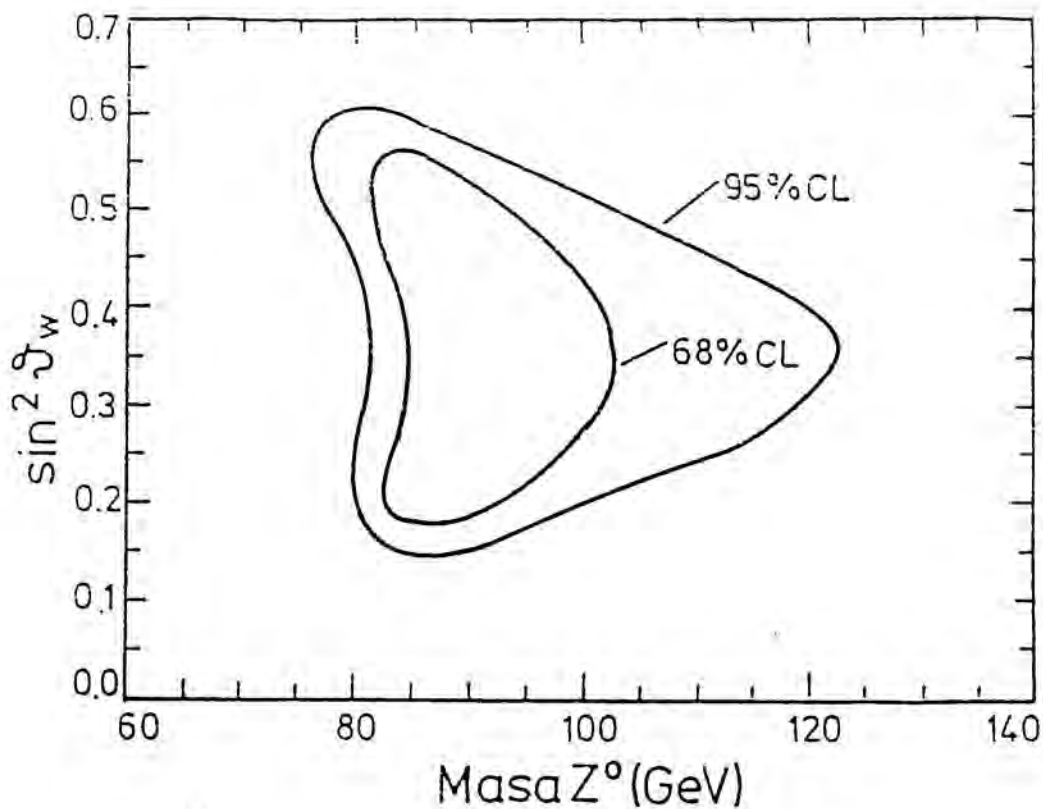


Fig. 4.4
Contornos del 68% y 95% CL en el plano $\sin^2 \theta_w - M_{Z^0}$

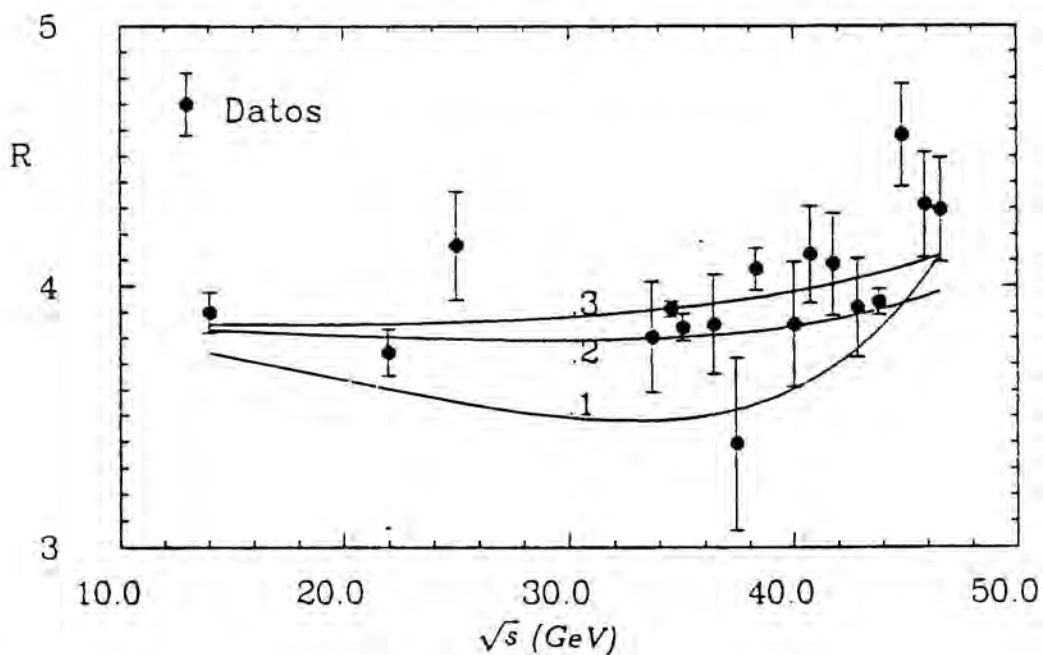


Fig. 4.5
Variación de R con la energía para distintos valores del $\sin^2 \theta_w$

El mejor valor de $\sin^2 \theta_W$ que ajusta nuestros datos es (con $\chi^2/DF = 20/14$):

$$\sin^2 \theta_W = .28_{-.07}^{+.20} \text{ al } 68\% \text{ CL o}$$

$$.17 \leq \sin^2 \theta_W \leq .56 \text{ al } 95\% \text{ CL}$$

Por otro lado fijando los valores de $\sin^2 \theta_W = .22$ y de $\Lambda = 100 \text{ MeV}$, en la figura 4.6 puede observarse la variación del valor esperado de R para distintos valores de M_{Z^0} .

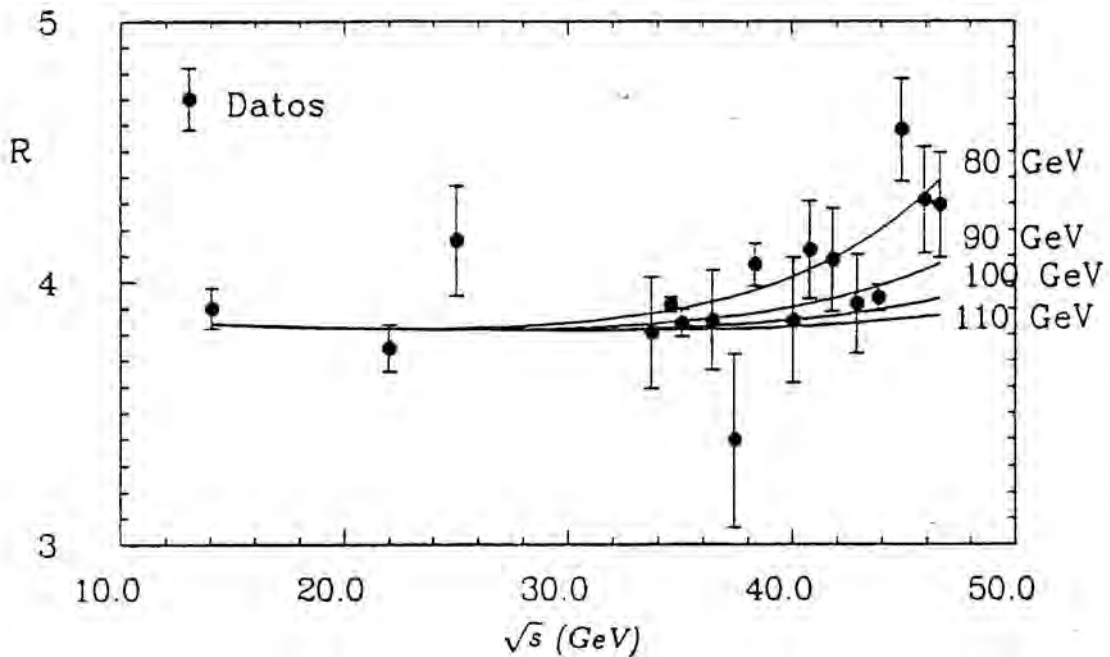


Fig. 4.6

Variación de R con la energía para distintos valores de M_{Z^0}

El valor de Z^0 que mejor ajusta nuestros datos (con $\chi^2/DF = 20/14$) es

$$M_{Z^0} = 87_{-4}^{+7} \text{ GeV, al } 68\% \text{ CL o}$$

$$80 \leq M_{Z^0} \leq 102 \text{ GeV, al } 95\% \text{ CL}$$

Medida de Λ a través de R

Desde el punto de vista teórico, la medida de α_S utilizando la medida de R , presenta menos ambigüedades que cualquier otro método. Pero desde el punto de vista experimental la precisión en tal medida está completamente dominada por el error sistemático en la luminosidad.

En la figura 4.7 pueden observarse los efectos de la variación de Λ en los valores esperados para R , tomando los valores estándar para M_{Z^0} y $\sin^2 \theta_W$. Recuérdese que los datos en esta figura sólo contienen los errores estadísticos, más el error punto a punto, pero el error sistemático debido principalmente a la luminosidad ($\Delta R \approx \pm 0.12$) no está incluido. Como puede verse los errores en la medida de R no permiten una determinación precisa de Λ .

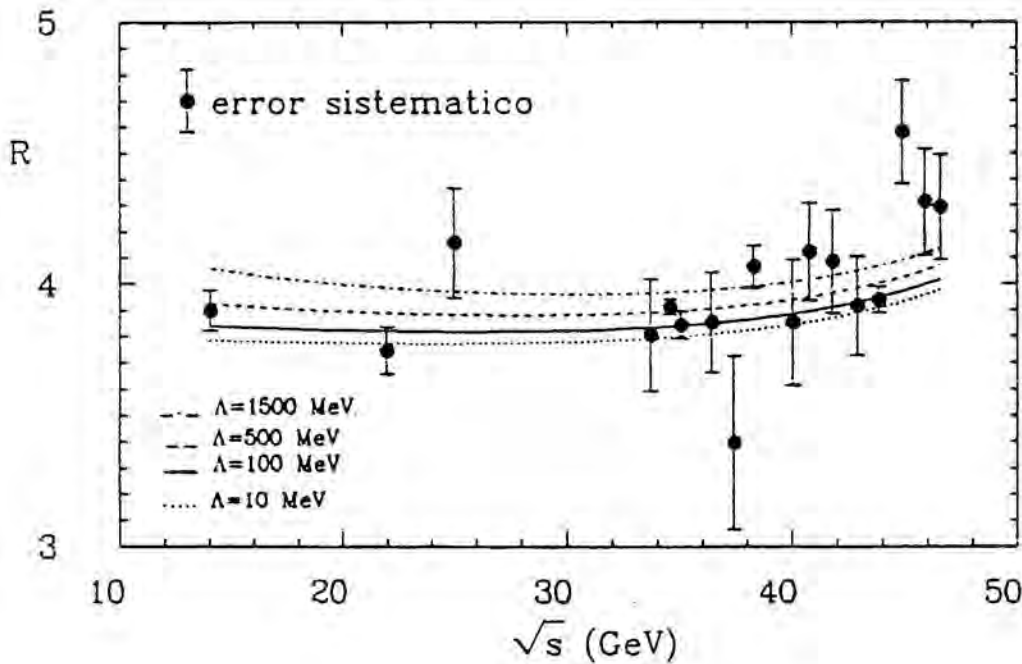


Fig. 4.7

Variación de R con la energía para distintos valores de Λ

El valor de Λ que mejor ajusta los datos resulta ser $\Lambda_{\overline{MS}} = 148$ MeV (con $\chi^2/DF = 21/14$), pero dentro del 95% CL sólo podemos concluir:

$$\Lambda_{\overline{MS}} < 1.9 \text{ GeV}$$

Medidas de R en otros experimentos

En la figura 4.8 se muestran los valores de R medidos por los distintos grupos de PETRA junto con el resultado de MAC a 29 GeV, según las referencias 4.1 . La línea continua corresponde al valor teórico para $\Lambda = 100 \text{ MeV}$, $\sin^2 \theta_W = .22$ y $M_{Z^0} = 93 \text{ GeV}$.

Para la comparación de estos datos con las predicciones teóricas, se ha procedido a un ajuste χ^2 :

$$\chi^2 = \sum_{Exp} \left(\left(\frac{F_{Exp} - 1}{\Delta F_{Exp}} \right)^2 + \sum_{Medidas} \left(\frac{R_{exp-i} - F_{exp} \cdot R_{T-i}}{\Delta R_{exp-i}} \right)^2 \right)$$

donde

- R_{exp-i} es el valor de R medido a la energía \sqrt{s}_i por un determinado experimento.
- R_{T-i} es el valor teórico de R a dicha energía
- ΔR_{exp-i} es el error estadístico en R_{exp-i} más el error punto a punto.
- F_{exp} es el factor de normalización, distinto para cada experimento
- ΔF_{exp} es el error sistemático en F_{exp}

En un ajuste simultáneo para $\sin^2 \theta_w$ y M_{Z^0} , fijando el valor de $\Lambda = 100 \text{ MeV}$, la mejor descripción de todos los datos se obtiene para

$$\sin^2 \theta_w = .28_{-.06}^{+.22}$$

$$M_{Z^0} = 91_{-9}^{+13} \text{ GeV}$$

donde los errores corresponden al 68% CL (con $\chi^2/DF = 49/56$). Tomando el 95% CL tenemos

$$.20 \leq \sin^2 \theta_w \leq .53$$

$$78 \leq M_{Z^0} \leq 109 \text{ GeV}$$

Las curvas de nivel del 68% y del 95% CL en el plano $\sin^2 \theta_w - M_{Z^0}$ pueden observarse en la figura 4.9 .

Fijando los valores de $\sin^2 \theta_w$ y M_{Z^0} a los valores estándar el mejor valor de Λ que describe simultáneamente todos los datos es:

$$\Lambda_{\overline{MS}} = 760_{-460}^{+570} \text{ MeV, al 68% CL o}$$

$$100 \leq \Lambda_{\overline{MS}} \leq 1700 \text{ MeV, al 95% CL}$$

El χ^2 del ajuste es $\chi^2/DF = 49/57$.

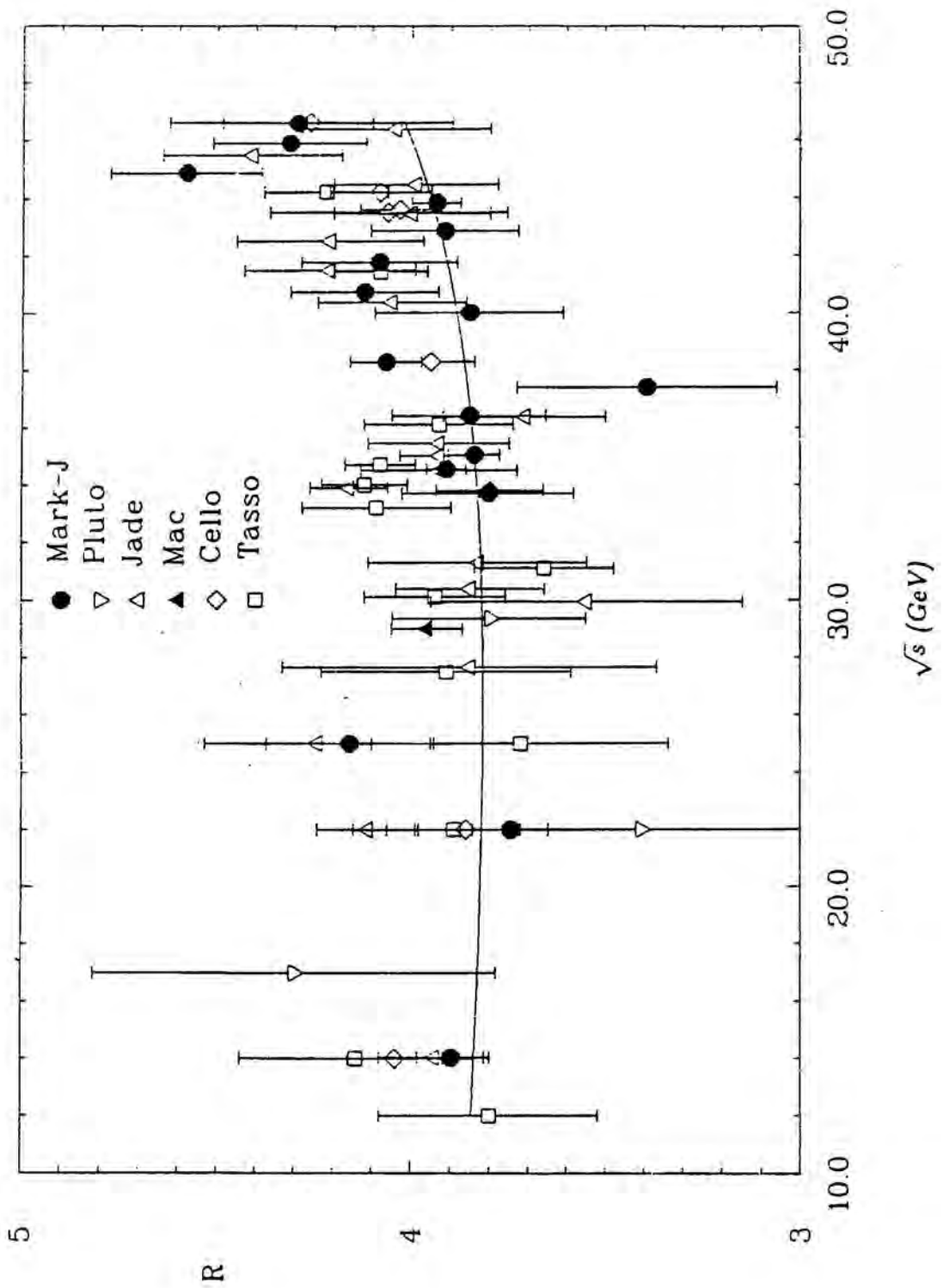


Fig. 4.8
 Valores experimentales de R obtenidos en PETRA y PEP

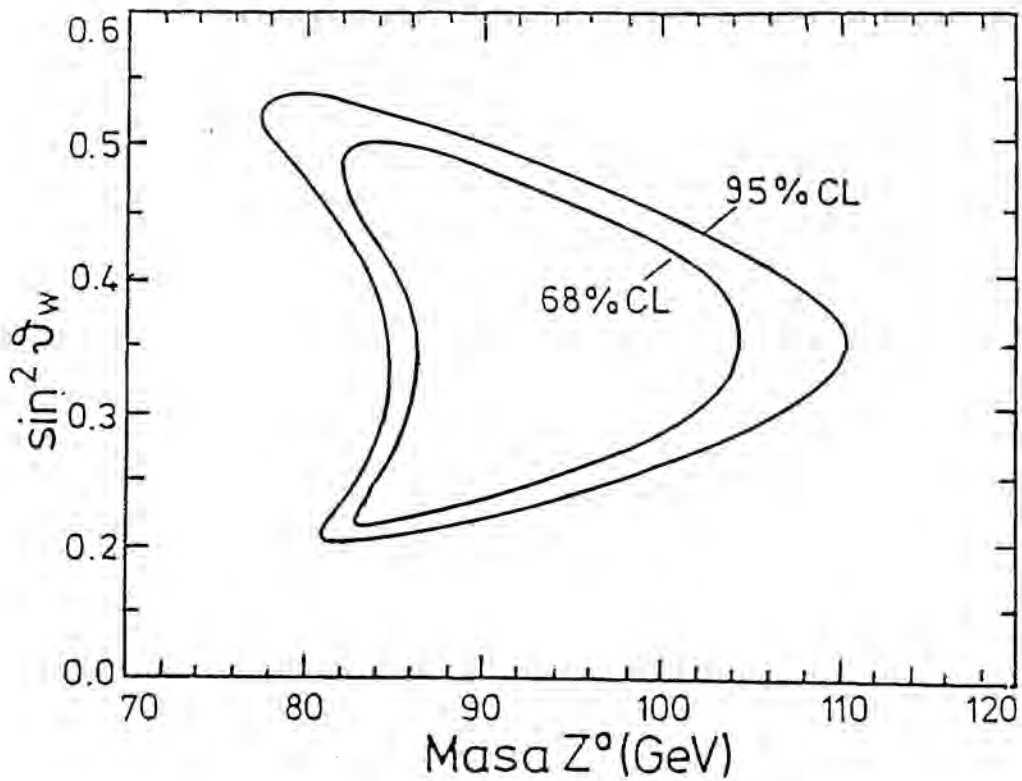


Fig. 4.9
 Contornos del 68 y 95% CL en el plano $\sin^2 \theta_w - M_{Z^0}$.

Conclusiones

Estudiando el comportamiento de R en función de la energía, hemos obtenido como valores posibles para la descripción de nuestros datos

$$.15 \leq \sin^2 \theta_w \leq .60$$

$$77 \leq M_{Z^0} \leq 123 \text{ GeV}$$

al 95% de nivel de confianza.

Fijando el valor del $\sin^2 \theta_w = .22$, el valor de M_{Z^0} que mejor describe nuestros datos es 87_{-4}^{+7} GeV, y fijando $M_{Z^0} = 93$ GeV obtenemos como mejor valor de $\sin^2 \theta_w = .28_{-.07}^{+.20}$

Para acotar mejor los errores podemos hacer uso de la asimetría de carga medida para el proceso $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ en nuestro detector (ref 4.2). En la figura 4.10 pueden verse los niveles del 95% en el plano $\sin^2 \theta_w$ contra M_{Z^0} en los casos en que únicamente se utiliza la información de la sección eficaz total hadrónica (trazo punto-línea), sólo la información sobre muones (trazo discontinuo) y para el ajuste conjunto (línea continua). Los puntos de los experimentos UA1 (ref 4.3) y UA2 (ref 4.4) se muestran en la misma figura.

Del ajuste conjunto se ha obtenido

$$.18 \leq \sin^2 \theta_w \leq .34$$

$$82 \leq M_{Z^0} \leq 95 \text{ GeV}$$

al 95% CL.

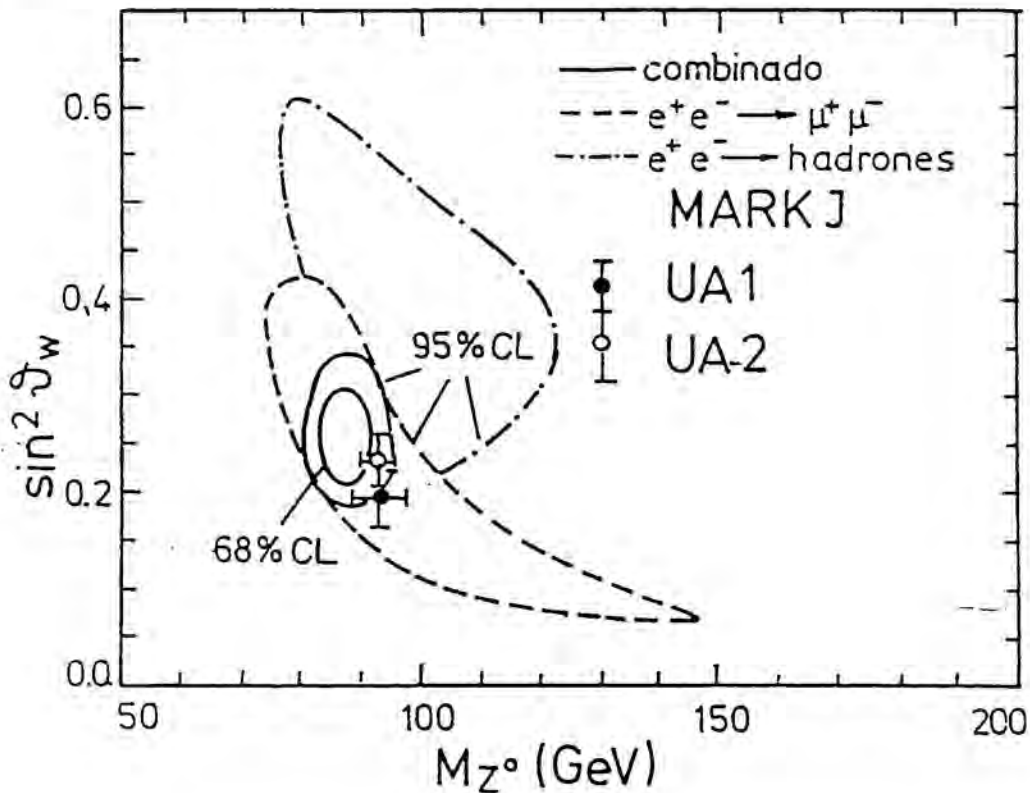


Fig. 4.10

Contornos del 68% y 95% CL en el plano $\sin^2 \theta_w - M_{Z^0}$.

Capítulo 5

Medida de α_S

QCD es una teoría que describe las interacciones entre quarks y gluones, interacción cuya intensidad viene determinada por la constante de acoplo α_S . Un método posible para la determinación de α_S es estudiar los sucesos donde se observa la presencia de un gluón de bremsstrahlung emitido por alguno de los quarks producidos en la interacción de e^+e^- . La presencia de dicho gluón puede inferirse de la topología de los sucesos. Así, mientras un suceso $q\bar{q}$ se presenta mayoritariamente como dos jets colimados y opuestos, un gluón puede dar lugar a un tercer jet (en el caso de que el gluón sea de alta energía y separado de los quarks) o ensanchar uno de los dos jets (en el caso de que el gluón sea de baja energía o colimado con uno de los quarks).

Las variables que se han de escoger para determinar α_S por este método deberán, además de ser sensibles a la emisión de un gluón, cumplir ciertos requisitos. En primer lugar, los efectos de fragmentación han de ser pequeños con objeto de minimizar las incertidumbres relacionadas con ellos. En segundo lugar, y debido a que MARK-J es un detector calorimétrico que no permite la identificación de partículas individuales, es preferible el uso de variables que no dependan en gran medida de la multiplicidad de los sucesos. Y por último, han de ser variables tales que las correcciones perturbativas sean pequeñas. Para estudiar este último punto nos basaremos en la comparación entre el $O(\alpha_S)$ y el $O(\alpha_S^2)$, y en el estudio de la estabilidad infrarroja, ya que la falta de estabilidad con el criterio de resolución empleado puede indicar la necesidad de incluir correcciones de orden superior. También es exigible esta estabilidad para tener una medida de α_S independiente del criterio de resolución.

Las secciones eficaces pesadas con la energía, en particular las correlaciones de energía-energía (EEC) (ref 5.1), y las correlaciones triples de energía (TC) (Ref 5.2) han sido sugeridas como posibles test de QCD en las colisiones e^+e^- . En este capítulo realizaremos la determinación de α_S utilizando la asimetría de las EEC y las TC pues, como veremos, éstas responden a los criterios anteriormente exigidos.

Método de medida

El procedimiento que se ha utilizado para medir α_S puede ser descrito en tres diferentes apartados

- 1) En un primer paso se generan sucesos con 2,3 y 4 partones siguiendo el esquema de ~~████████████████████~~, según los criterios de resolución descritos en el capítulo 1. Para tres partones las contribuciones de orden α_S y de orden α_S^2 se generan separadamente.
- 2) Los sucesos así obtenidos se hadronizan según modelos de fragmentación y posteriormente se simula la respuesta del detector a su paso.
- 3) Las distribuciones resultantes, que dependen del valor de α_S utilizado en la generación, se comparan con los datos mediante el criterio de χ^2

Los apartados 1 a 3 se repiten hasta obtener el valor de α_S que mejor ajusta a los datos.

En realidad, la descripción puede simplificarse si se mantienen las categorías de los diferentes partones separadas hasta el final. De este modo la predicción Monte Carlo para una cierta variable X , en función de α_S , vendrá dada como

$$X(\alpha_S) = \frac{\sum X_i A_i \sigma_i(\alpha_S)}{\sum A_i \sigma_i(\alpha_S)} \quad (5-1)$$

donde la suma se extiende a las diferentes categorías de partones ($i = 2, 3, 3', 4$, donde $3'$ indica la contribución de $O(\alpha_S^2)$ para $q\bar{q}g$), A_i son las aceptancias para estas cuatro distintas categorías, σ_i las secciones eficaces parciales y X_i el valor de la variable para la categoría i normalizada a la sección eficaz parcial detectada para dicha categoría. Este procedimiento evita el tener que corregir los datos por aceptancia, resolución y correcciones radiativas, y hacer sucesivas iteraciones en el caso en que dichas correcciones dependan de α_S (véase apéndice 1).

Definiciones básicas

Las l -correlaciones de energía pueden definirse en términos de las energías medidas en los distintos calorímetros como

$$\frac{1}{\sigma_{tot}} \frac{d^l \Sigma}{d\Omega_1 \dots d\Omega_l} = \frac{1}{N} \sum_{A=1}^N \frac{dE_{A_1}}{W d\Omega_1} \dots \frac{dE_{A_l}}{W d\Omega_l} \quad (5-2)$$

donde la suma se extiende sobre el número de sucesos, $W = \sqrt{s}$ o, para el caso de los datos, $W = E_{vis}$, y $dE_{A_1} \dots dE_{A_l}$ son las energías del suceso A depositadas en los calorímetros con ángulos sólidos $d\Omega_1 \dots d\Omega_l$ y con vectores unitarios $r_1 \dots r_l$ (Fig 5.1).

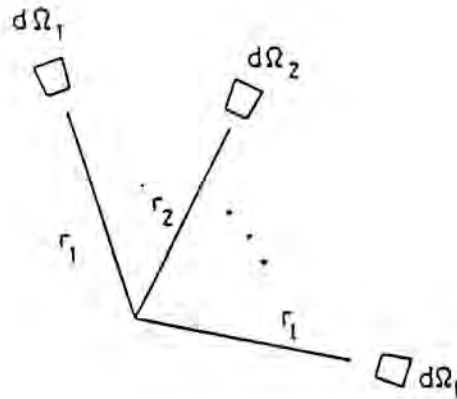


Fig. 5.1
Cinemática de las l -correlaciones

Como dE_{A_i} es la suma de todas las energías de las partículas incidentes para el suceso A en el calorímetro i , podemos escribir en términos de partículas

$$\frac{1}{\sigma_{tot}} \frac{d^l \Sigma}{d\Omega_1 \dots d\Omega_l} = \frac{1}{d\Omega_1 \dots d\Omega_l} \frac{1}{N} \sum_{A=1}^N \sum_{part} \frac{E_{A_{p1}} \dots E_{A_{pl}}}{W^l} \quad (5-3)$$

donde la última suma se extiende sobre todos los l -multipletes de partículas del suceso A que tengan vectores unitarios $r_1 \dots r_l$. Para $l = 2$ se obtienen las EEC, mientras que $l = 3$ corresponde a las TC.

Estas l -correlaciones cumplen la condición:

$$\frac{1}{\sigma_{tot}} \int d\Omega_{l+1} \frac{d^{l+1} \Sigma}{d\Omega_1 \dots d\Omega_{l+1}} = \frac{1}{\sigma_{tot}} \frac{d^l \Sigma}{d\Omega_1 \dots d\Omega_l} \quad (5-4)$$

Para el caso $l = 2$, en lugar de determinar $\frac{d^3\Sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2}$, se determina la cantidad definida como:

$$\frac{1}{\sigma_{tot}} \frac{d\Sigma^{EEC}}{d \cos \kappa} = \frac{1}{\Delta \cos \kappa} \frac{1}{N} \sum_{A=1}^N \sum_{part} \frac{E_{Aa} E_{Ab}}{W^2} \quad (5-5)$$

donde la segunda suma se extiende sobre todos los pares de partículas con un ángulo relativo κ .

Es interesante también definir la asimetría de las EEC, que designaremos por AEEC, como

$$\frac{d\Sigma^{AEEC}(\cos \kappa)}{d \cos \kappa} = \frac{d\Sigma^{EEC}(\cos \kappa)}{d \cos \kappa} - \frac{d\Sigma^{EEC}(-\cos \kappa)}{d \cos \kappa} \quad (5-6)$$

Para el caso de las TC la expresión que generalmente se utiliza es

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d\Sigma^{TC}}{dx_1 dx_2 dx_3} = \frac{1}{\Delta x_1 \Delta x_2 \Delta x_3} \frac{1}{N} \sum_{A=1}^N \sum_{part} \frac{E_{Aa} E_{Ab} E_{Ac}}{W^3} \quad (5-7)$$

donde la segunda suma recorre todo los posibles tripletes de partículas del suceso A, x_1 es el ángulo entre las partículas a y b, x_2 es el ángulo entre b y c, y x_3 es el ángulo entre a y c.

Para eliminar la dependencia de uno de los ángulos, y a la vez tener una variable que sea sensible a la emisión de un gluón podemos restringir la segunda suma sólo a aquellos tripletes que permanezcan en un plano. La condición de planaridad puede escribirse como $|2\pi - \sum_i x_i| < \theta$, donde se ha tomado generalmente $\theta = .1$ radianes. Con ello se obtienen las llamadas correlaciones triples planares (PTC)

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d\Sigma^{PTC}}{dx_1 dx_2} = \frac{1}{\Delta x_1 \Delta x_2} \frac{1}{N} \sum_{A=1}^N \sum_{part}^{planar} \frac{E_{Aa} E_{Ab} E_{Ac}}{W^3} \quad (5-8)$$

La condición 5.4 conecta las PTC más las correlaciones triples no planares (que vendrán dadas por la expresión 5.8 con la condición $|2\pi - \sum_i x_i| > \theta$) con las EEC

$$\int \frac{d\Sigma^{PTC}}{dx_1 dx_2} dx_2 + \int \frac{d\Sigma^{no-planar}}{dx_1 dx_2} dx_2 = \frac{d\Sigma^{EEC}}{dx_1} \quad (5-9)$$

En la región donde la contribución de las PTC a las EEC sea pequeña, ambas variables pueden considerarse como independientes. Este es por ejemplo el caso de la región central de las PTC, que puede definirse como aquella donde $x_i < 180^\circ - \beta$ y $x_1 + x_2 > 180^\circ + \beta$, con

$\beta \approx 40^\circ$. Una cantidad de la cual haremos uso más adelante y que mide la contribución de las PTC en tal región puede definirse como

$$I(\beta) = \frac{1}{\sigma} \int \int \frac{d\Sigma^{\text{planar}}}{dx_1 dx_2} dx_1 dx_2 \quad \text{con } x_i < 180 - \beta, x_1 + x_2 > 180 + \beta \quad (5-10)$$

Estabilidad infrarroja

Como ya se ha mencionado con anterioridad, una propiedad a exigir a una posible variable para medir α_S es la independencia con respecto al criterio de resolución de jets. Aquí vamos a estudiar dicho comportamiento para las EEC, AEEC y PTC. Escribiendo el desarrollo perturbativo de cualquier variable como

$$F(\kappa) = \frac{\alpha_S}{\pi} F_1(\kappa) \left(1 + \frac{\alpha_S}{\pi} F_2(\kappa)\right) \quad (5-11)$$

es interesante conocer el valor de $\frac{\alpha_S}{\pi} F_2$ para estimar la magnitud de las correcciones de segundo orden. En la referencia 1.16 se demuestra que las correcciones son del orden del $\approx 30\%$ para las EEC y del $\approx 10\%$ para las AEEC. Para las PTC se han comparado las predicciones de nuestro Monte Carlo para el orden α_S y el orden α_S^2 , obteniéndose que estas correcciones son prácticamente independientes de x_i en la región de $\beta > 20^\circ$, siendo su valor aproximadamente del 20%. Estos valores deben compararse con las correcciones del $\approx 60\%$ para la mayoría de variables clásicas como el thrust (ref 1.16).

En la figura 5.2 se presentan las distribuciones de EEC, AEEC y PTC¹ para varios valores del parámetro ϵ esperadas según QCD incluyendo $O(\alpha_S^2)$. Como puede verse, la región central de las EEC decrece al crecer el valor de ϵ , mientras que las AEEC no presentan ninguna variación apreciable. Para las PTC la región central presenta estabilidad, pero no así sus extremos. Ello es debido a que en los extremos tenemos contribución de sucesos parecidos a dos jets, la cual decrece con el corte en ϵ , mientras que la región central recibe contribución mayoritariamente de sucesos $q\bar{q}g$ con ángulos muy abiertos, por lo que los criterios de resolución no les afectan. Una forma de visualizar mejor los efectos discutidos es realizando las integrales de las anteriores variables en las regiones centrales ($\int_{-.72}^{+.72} EEC d\cos\kappa$, $\int_{-.72}^0 AEEC d\cos\kappa$ e $I(\beta = 40^\circ)$), definida en la expresión 5.10, para las PTC). En las figuras 5.3 se muestran los resultados obtenidos para distintos valores

¹Todos los valores de las PTC en la región central para $\beta > 40^\circ$ pueden obtenerse de los tres histogramas presentados debido a la simetría existente al intercambiar x_1 y x_2 .

del parámetro ϵ , y incluyendo el límite cuando ϵ y δ tienden a cero ($\approx 10^{-3}$).² Vemos que la AEEC y las PTC presentan una notable estabilidad en todo el rango de valores de ϵ , cosa que no sucede para las mismas EEC.

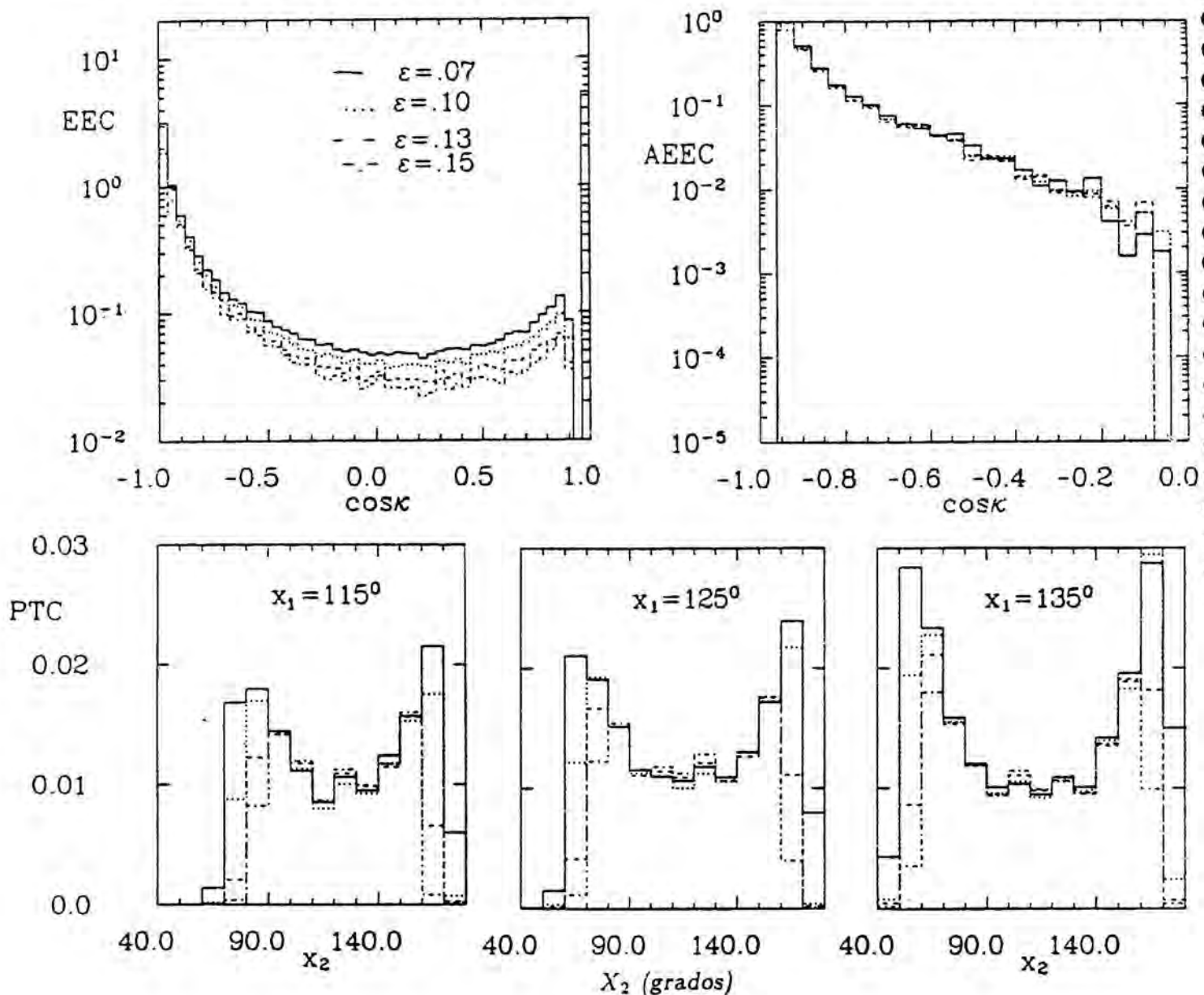


Fig. 5.2
Dependencia con ϵ de las EEC, AEEC y PTC

²El corte δ para los valores de $\epsilon \neq 0$ se ha mantenido en 13° , pero siempre que estudiemos regiones lejos de la contribución de pequeños ángulos, como es el caso, los resultados siguen siendo válidos

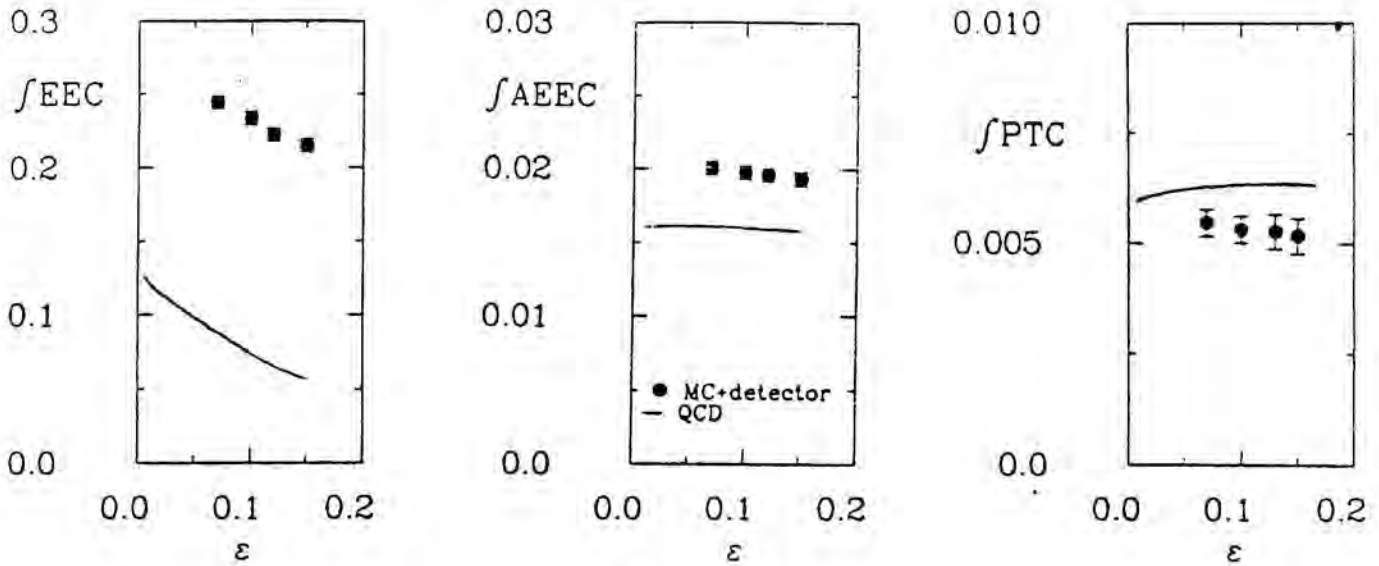


Fig. 5.3

Dependencia con ϵ de las EEC, AEEC y PTC integradas

La razón de la estabilidad o inestabilidad de estas variables puede encontrarse en las figuras 5.4 donde se presentan las mismas en función del valor ϵ del suceso $q\bar{q}g$ generado (el corte inicial de generación se ha tomado en $\epsilon = .07$). Para el caso de las EEC un suceso que no pase un corte mayor en ϵ es reclasificado como $q\bar{q}$ con lo cual su contribución desaparece (esta es la razón por la cual al aumentar el corte la parte central de las EEC disminuye).

Por el contrario, para las PTC los valores que contribuyen positivamente a la región $\beta = 40$ están muy por encima de los valores habituales utilizados como cortes de resolución ($.07 \leq \epsilon \leq .15$), por lo cual variaciones en estos últimos no son apreciables en la distribución final para $\beta > 40^\circ$ (los sucesos $q\bar{q}g$ que tienen $PTC=0$ y no pasan los cortes, al ser reclasificados como sucesos $q\bar{q}$ siguen contribuyendo con el mismo peso pues la contribución de los sucesos $q\bar{q}$ es 0). Para el caso de la asimetría la razón debe buscarse en la compensación entre sucesos que tienen asimetría positiva y los que la tienen negativa para valores de $\epsilon \rightarrow 0$.

Como puede observarse, existen tres regiones bien diferenciadas en el caso de las PTC, que corresponden a sucesos con topologías bien definidas. Los sucesos $q\bar{q}g$ que no cumplan ninguna de las tres posibles condiciones: $\alpha_i < 140^\circ$ y $\alpha_j < 140^\circ$ y $\alpha_i + \alpha_j > 220^\circ$ (donde $\alpha_i, i = 1, 2, 3$ son los tres ángulos del suceso y las tres posibles condiciones han de tomarse para $i,j=1,2$ o $i,j=1,3$ o $i,j=2,3$), tienen $I(\beta) = 0$ pues son sucesos topológicamente parecidos a dos jets. Los sucesos con 3 jets claros (que cumplirán las tres condiciones, pues los ángulos entre partones $\approx 120^\circ$) tienen una $I(\beta) \approx \frac{2}{9}$. Por último, tenemos una tercera

región determinada por aquellos sucesos que sólo cumplen una de las condiciones y para ellos $I(\beta) \approx \frac{2}{27}$.

Por razones similares, para las AEEC existen también varias regiones diferenciadas. Citemos como ejemplo el caso en que el suceso parece de dos jets (cuando uno de los $x_i < 40^\circ$), en cuyo caso su contribución a la asimetría es 0, o el caso en que es claramente de 3 jets (ángulos $x_i \approx 120^\circ$) donde su contribución es positiva ($\approx \frac{6}{9}$).

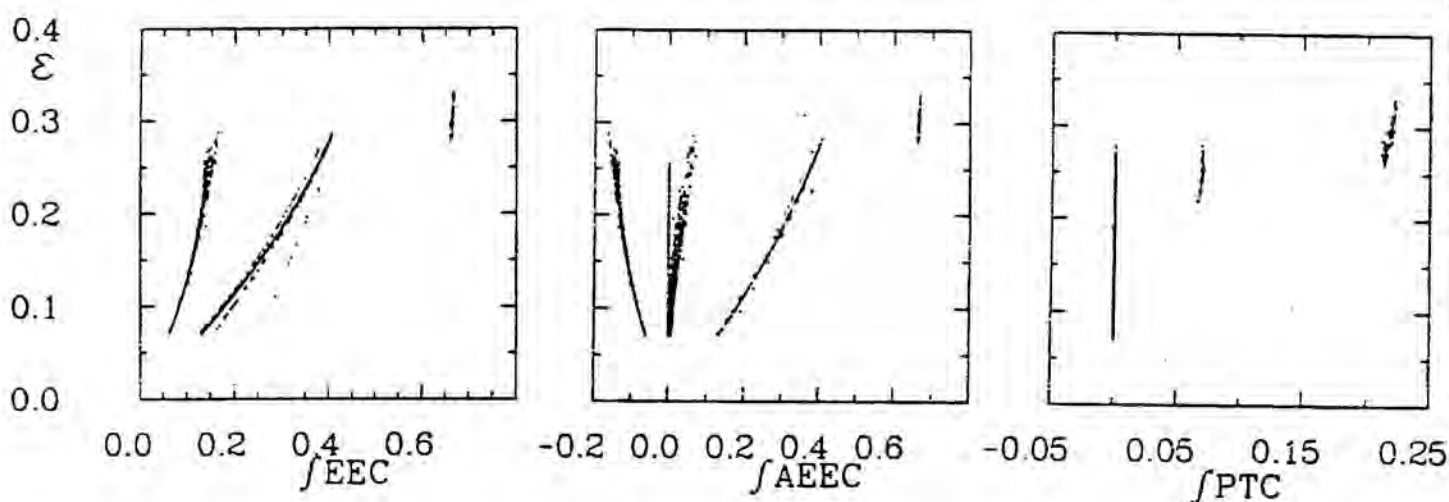


Fig. 5.4
EEC, AEEC, PTC frente a ϵ para sucesos $q\bar{q}g$

Como las AEEC y las PTC son estables a los cortes de resolución, son lineales con la energía de las partículas y los efectos de fragmentación no son muy grandes,¹ estas dos variables son buenas candidatas para la medida de α_S .

La importancia de usar dos variables que son estables infrarrojas es que, debido al hecho de que son distintas, se comportarán de modo diferente en el desarrollo perturbativo, lo cual nos permitirá estimar los posibles errores sistemáticos en los cálculos debidos al corte en la serie de perturbaciones.

¹ Los efectos de fragmentación sobre dichas variables a las presentes energías modifican la predicción de QCD, en las zonas en que estamos interesados para medir α_S , en menos del 25%. Un estudio de los mismos puede encontrarse en el capítulo 6

Medida de α_S utilizando las AEEC

En la figura 5.5 se muestra $\int_{-.72}^0 AEEC d\cos\kappa$ medida en el detector en función de \sqrt{s} . El límite inferior de $-.72$ se ha tomado para minimizar la contribución procedente de $q\bar{q}$ manteniendo una estadística razonable (ver capítulo 6). Así mismo se muestran las contribuciones esperadas de $q\bar{q}$ y de $q\bar{q} + q\bar{q}\gamma$, donde ambas están normalizadas a sus respectivas secciones eficaces ($\int EEC = 1$) e incluyen los efectos del detector. Comparando ambas predicciones puede observarse que los efectos de radiación no son despreciables.

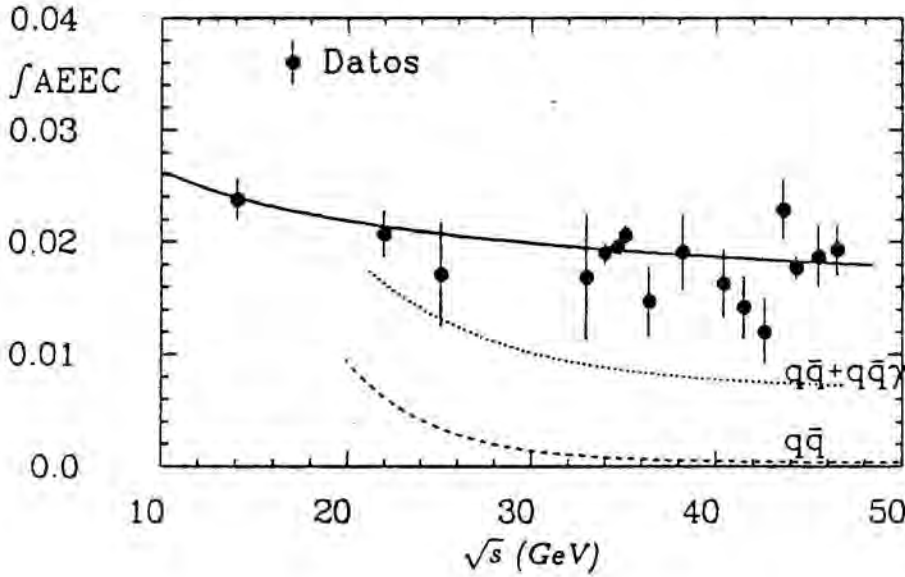


Fig. 5.5

Asimetría integrada en función de \sqrt{s}

Como se puede ver, la asimetría predicha para $q\bar{q} + q\bar{q}\gamma$ decrece al aumentar la energía y no puede por ella sola explicar las medidas obtenidas en el detector. La diferencia nos permitirá determinar el número de sucesos de $q\bar{q}g$ que precisamos para reproducir los datos, y obtener por tanto de ello un valor de α_S . Cabe señalar que la dependencia que presentan los datos en función de la energía, es pequeña y compatible con un comportamiento logarítmico (representado por la línea continua de la figura 5.5) esperado por QCD.

Para el cómputo de α_S a una cierta energía se hace un ajuste χ^2 de la distribución de las AEEC($\cos\kappa$) en la región $|\cos\kappa| < .72$, cuya expresión es:

$$\chi^2 = \sum_{k,l} (AEEC_k^{Datos} - AEEC_k^{MC}) V_{kl}^{-1} (AEEC_l^{Datos} - AEEC_l^{MC}) \quad (5-12)$$

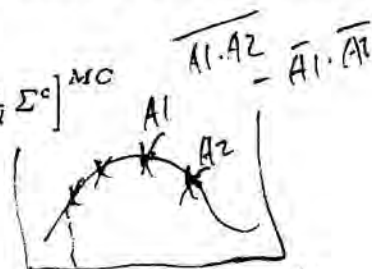
$$EEC \leftarrow \frac{E_i E_j}{E_V^2} \leftarrow \frac{E_i E_j}{E_V^2}$$

donde V es la matriz de covariancia, que se ha utilizado con objeto de tener en cuenta las correlaciones existentes entre los distintos intervalos de $\cos \kappa$ utilizados para el estudio de las AEEC, y viene dada por

$$V_{kl} = \left[\sigma_{kl}^2 \Sigma^c + \sigma_{kl}^2 \Sigma^c \right]^{Datos} + \left[\sigma_{kl}^2 \Sigma^c + \sigma_{kl}^2 \Sigma^c \right]^{MC} \frac{A1 \cdot A2}{\bar{A1} \cdot \bar{A2}}$$

donde

$$\cos \chi_{\bar{k}} = \cos(\pi - \chi_k)$$



$$\sigma_{kl}^2 \Sigma^c = \frac{1}{N} \left[\frac{1}{N(\Delta \cos \chi)^2} \sum_{\text{sucesos}}^{N} (k \cdot l) - \Sigma^{EEC}(\cos \chi_k) \Sigma^{EEC}(\cos \chi_l) \right] \cos \chi$$



$$k = \sum_{i,j} \frac{E_i E_j}{E_V^2} \quad \text{para } |\cos \chi_k - \cos \chi_{ij}| < \Delta \cos \chi / 2.$$

$P_{ij} = \langle x_i, y_i \rangle - \bar{x}_i \bar{y}_i$

En la figura 5.6 puede observarse que la matriz de covariancia es prácticamente diagonal, exceptuando la correlación entre el primer intervalo y el resto, efecto que es debido a que el primer intervalo domina en la normalización de las EEC.

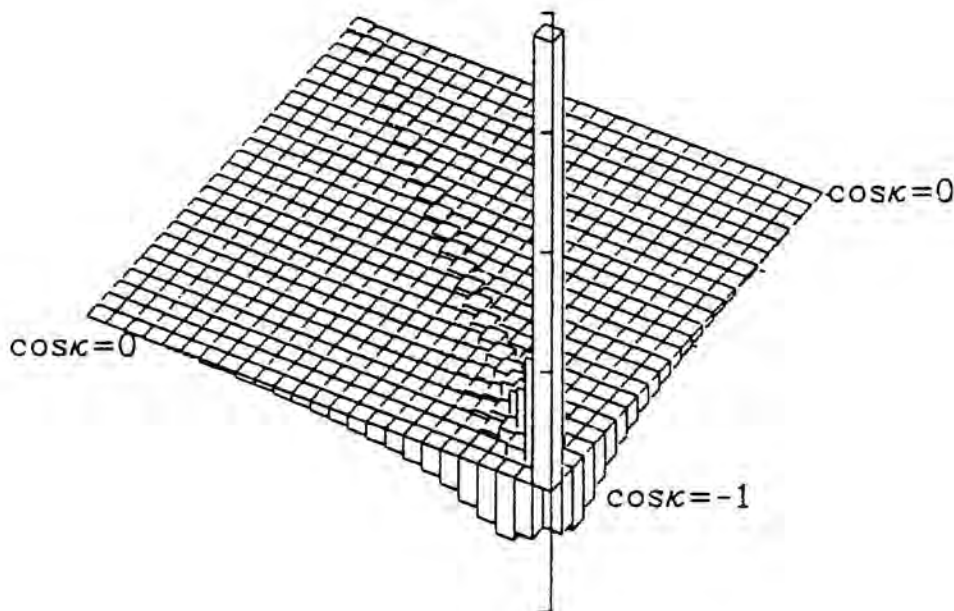


Fig. 5.6
Matriz de covariancia

En la tabla 5.7 se presentan los valores de α_s obtenidos agrupando los datos en diferentes intervalos de energía para los dos modelos de fragmentación utilizados. Para los datos a 14 GeV el dar un valor de α_s mediante el procedimiento descrito es imposible pues los efectos están dominados por los procesos $q\bar{q}\gamma$. Para 22 GeV la situación se mejora, pero como puede verse en la figura 5.5, la contribución de $q\bar{q}\gamma$ es todavía apreciable. En cambio, para las energías $\sqrt{s} > 30$ GeV los resultados son más precisos. (En todos los ajustes se ha obtenido $\chi^2/DF \approx 1$.)

ϵ	22 GeV	35 GeV	41 GeV	44 GeV	46 GeV
.07	.093 ± .045	.117 ± .004	.088 ± .009	.102 ± .005	.111 ± .012
.10	.077 ± .035	.119 ± .004	.090 ± .010	.105 ± .007	.115 ± .012
.13	.081 ± .038	.122 ± .005	.094 ± .011	.109 ± .008	.117 ± .012
.15	.076 ± .040	.124 ± .005	.097 ± .011	.113 ± .008	.123 ± .013

Tabla 5.7A

Valores de α_s en varios puntos de energía obtenidos utilizando el modelo de Ali

ϵ	22 GeV	35 GeV	41 GeV	44 GeV	46 GeV
.07	.138 ± .051	.139 ± .005	.101 ± .011	.114 ± .008	.112 ± .013
.10	.118 ± .055	.144 ± .006	.102 ± .012	.116 ± .008	.118 ± .015
.13	.082 ± .040	.145 ± .006	.106 ± .013	.118 ± .009	.120 ± .016
.15	.101 ± .040	.147 ± .006	.109 ± .013	.123 ± .009	.122 ± .016

Tabla 5.7B

Valores de α_s en varios puntos de energía obtenidos utilizando el modelo de Lund

Para obtener el valor de Λ que mejor describe nuestros datos entre 22 y 46.78 GeV se ha utilizado la expresión 1.13 (derivada para quarks sin masa) para realizar un ajuste simultáneo de las AEEC obtenidas en los diferentes intervalos de energía escogidos en la tabla 5.7, dejando como único parámetro libre Λ . Los resultados obtenidos para distintos valores del corte en ϵ se presentan en la tabla 5.8 para los distintos modelos de fragmentación utilizados.

ϵ	Modelo de Alí	Modelo de Lund
.07	50 ± 9	134 ± 25
.10	63 ± 12	150 ± 30
.13	73 ± 16	171 ± 34
.15	86 ± 18	193 ± 36

Tabla 5.8
Valores de $\Lambda_{\overline{MS}}$ en MeV

Resumiendo, del ajuste con los datos obtenemos¹ $\Lambda_{\overline{MS}} = 60 \pm 12_{-10}^{+25}$ MeV cuando utilizamos el modelo de Alí, y $\Lambda_{\overline{MS}} = 150 \pm 30_{-20}^{+40}$ MeV cuando utilizamos el modelo de Lund, donde el primer error corresponde al error estadístico y el segundo al error sistemático debido a los cortes de resolución (ϵ) empleados en QCD.

Del presente análisis de las AEEC podemos concluir

$$\Lambda_{\overline{MS}} = 100 \pm 30_{-45}^{+60} \text{ MeV}$$

donde el error está dominado por la diferencia existente entre los dos modelos de fragmentación.

En la figura 5.9 pueden observarse las EEC y las AEEC para los datos a 35 y 44 GeV, con los valores predichos para los Monte Carlos de Alí y Lund con $\Lambda = 100$ MeV. En la figura 5.10 se muestra la asimetría integrada para los datos, junto con la predicción de los dos modelos de fragmentación. La discrepancia que se observa en las EEC a 35 GeV para el modelo de Lund debe entenderse por el hecho de estar utilizando un valor de $\Lambda = 100$ MeV que corresponde a un valor de $\alpha_S = .124$ a 35 GeV, mientras que de la tabla 5.7B vemos que el mejor valor de α_S para dicho modelo a esta energía es .144. En el caso en que se utiliza este valor la predicción de Lund es perfectamente compatible con la predicción de Alí de la figura 5.9.

¹ El valor de Λ se ha tomado para $\epsilon = .1$

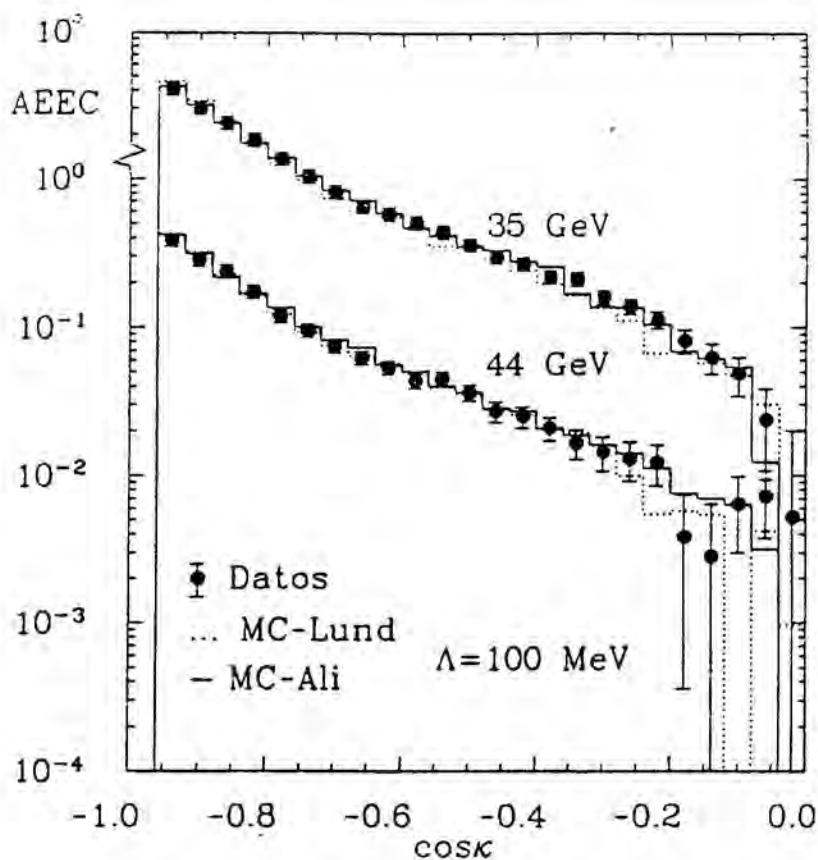


Fig. 5.9A

AEEC medidas a 35 y 44 GeV frente a la predicción MC

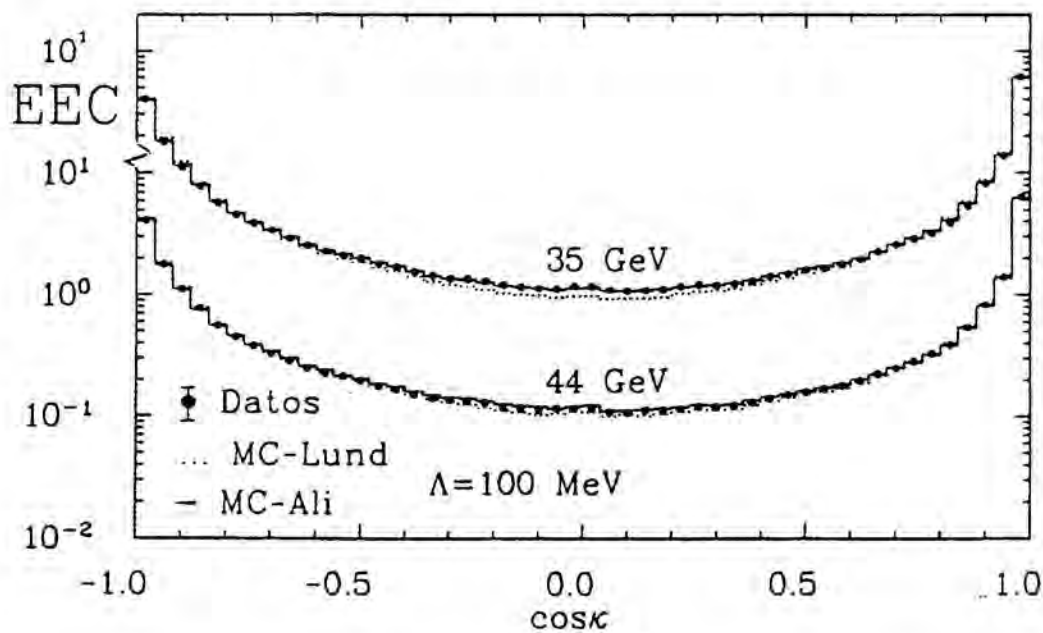


Fig. 5.9B

EEC medidas a 35 y 44 GeV frente a la predicción MC

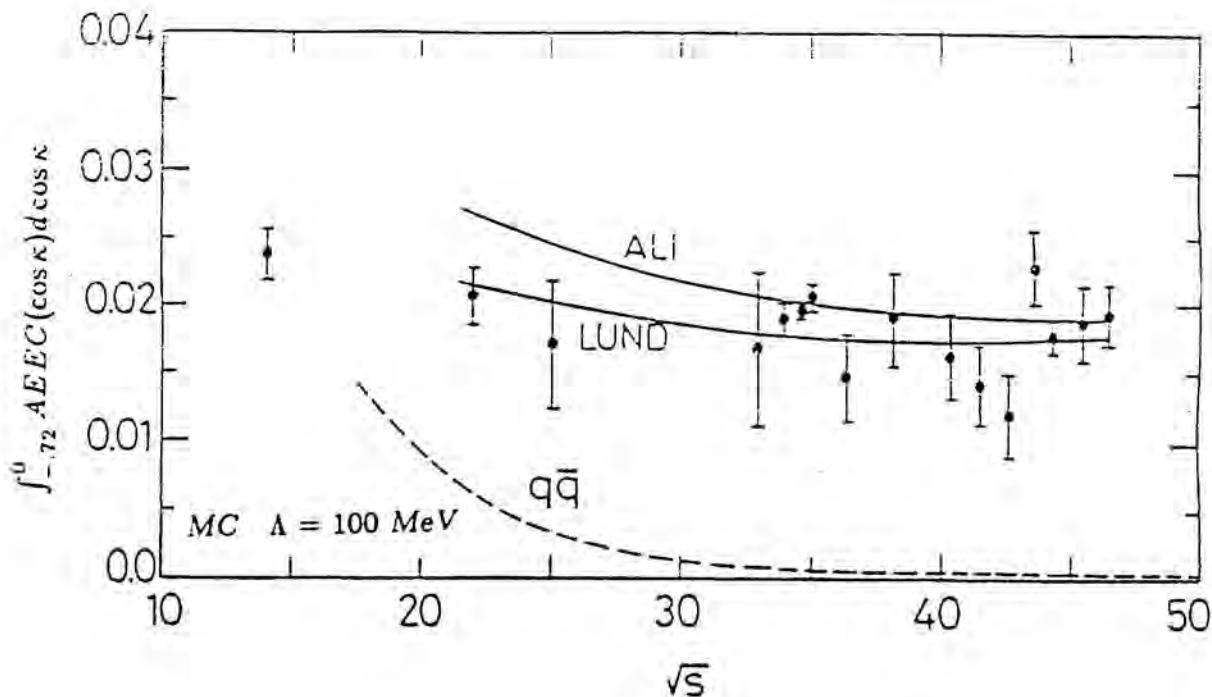


Fig. 5.10
Asimetría integrada en función de \sqrt{s}

Errores sistemáticos en la medida de α_S usando las AEEC

Existen diferentes fuentes que pueden distorsionar la medida de α_S . Para su estudio nos centraremos en los datos tomados a 35 GeV. En principio podemos distinguir las siguientes fuentes de error:

- 1) Dependencia en el criterio de resolución de jets.

De la tabla 5.7 concluimos que esta dependencia de α_S con ϵ es menor que el 6%.

- 2) Dependencia con el corte $|\cos \kappa| < .72$.

El haber escogido el corte en .72 se ha debido a que con este corte la contribución de $q\bar{q}$ es pequeña en la zona interesante para efectuar el ajuste, y además la zona en sí misma es lo suficientemente grande como para que el error estadístico sea razonable.

En la figura 5.11 puede observarse la independencia de α_S en función del corte en $\cos \kappa$ incluso en el caso $\cos \kappa \rightarrow -1$, donde los efectos de la fragmentación sabemos que no son pequeños.

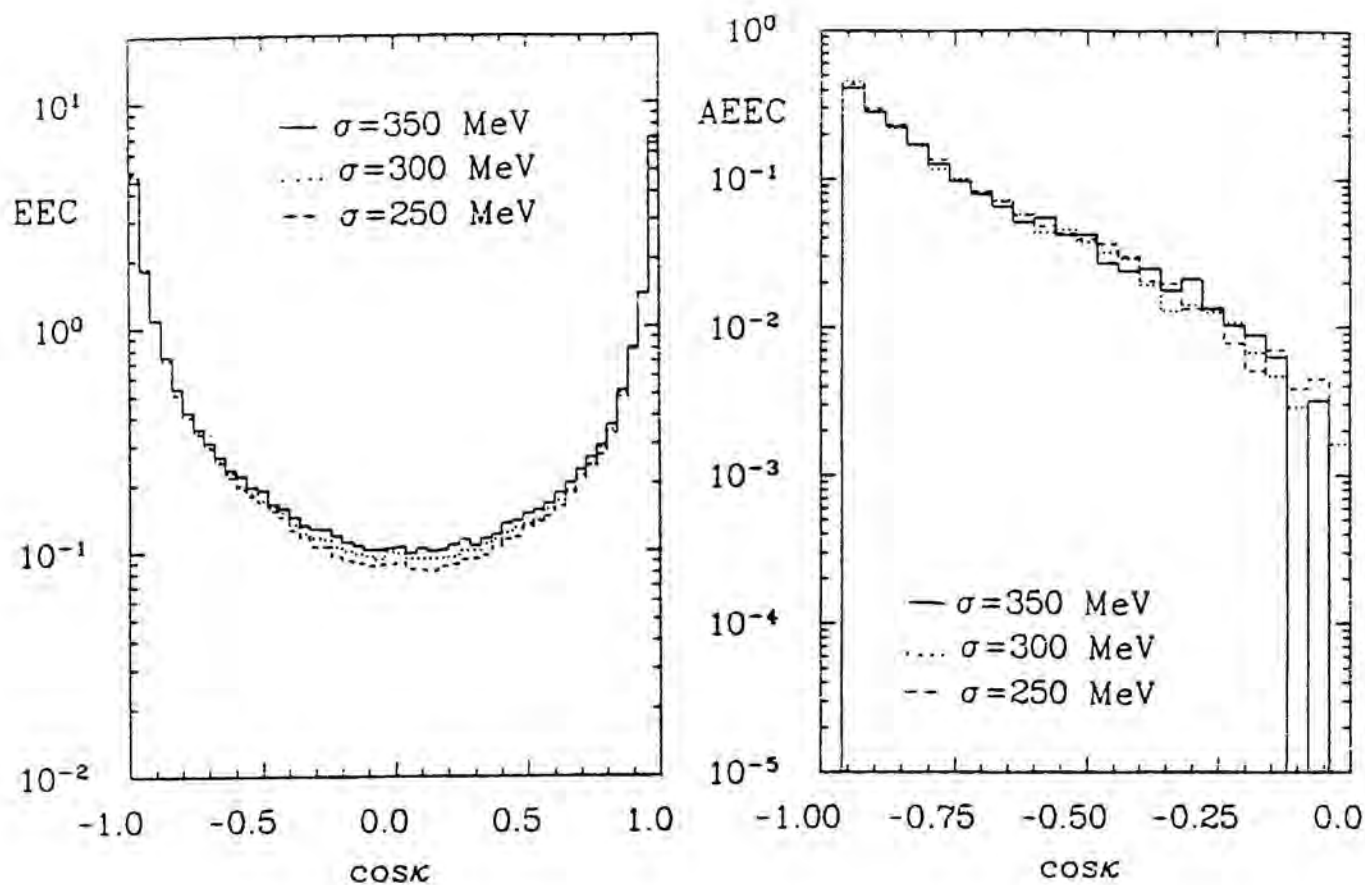


Fig. 5.12

Dependencia de las EEC y AEEC con la abertura del jet (modelo de Ali)

- 4) Contaminación de τ y $e^+e^-q\bar{q}$

En la muestra que estamos estudiando existe una contaminación de τ y $e^+e^-q\bar{q}$ que se ha estimado del 4%. Teniendo en cuenta esta contaminación la variación de α_S encontrada es despreciable.

- 5) Cambios en la calibración y simulación del detector

Un cambio global en la definición de la energía medida en el detector no produciría efectos notables en la asimetría debido a su propia definición. Por el contrario un cambio relativo en las distintas constantes de los contadores dará más energía a ciertas señales y disminuirá la de otras. Se ha estimado que dicho efecto más la variación que se produce al utilizar dos distintos modelos para simular el detector, es menor que el 3%.

- 6) Dependencia con el cálculo usado para conocer la contribución de orden $O(\alpha_S^2)$ a la sección eficaz de $q\bar{q}g$.

Los resultados de α_S que se han obtenido en el detector MARK-J difieren notablemente de los obtenidos por algunos otros experimentos. Ello es, en parte, debido al distinto tratamiento de las correcciones de segundo orden. Ciertos experimentos utilizan los cálculos aproximados de FSSK (Ref 1.13) lo que lleva consigo unos valores de α_S sistemáticamente superiores a los que nosotros obtenemos (véase apéndice 2). Este último punto ha sido confirmado por los resultados de PLUTO (ref A2.8) y TASSO (ref A2.10) donde los datos han sido analizados utilizando los cálculos exactos de la referencia 5.4, en cuyo caso los resultados son compatibles con los nuestros. No se ha tomado ningún error sistemático procedente de este apartado.

- 7) Dependencia con el modelo de fragmentación

Hoy por hoy esta es la dependencia que contribuye con mayor grado al error sistemático total. La diferencia en el valor de α_S entre los dos modelos es del $\approx 15\%$ (ver tabla 5.7) aunque como se ve en la figura 5.10 la diferencia entre modelos tiende a disminuir con la energía.

Resumiendo, el error sistemático en la medida de α_S está dominado por los modelos de fragmentación que introducen una incertidumbre del 15% en tal medida. Los demás errores sistemáticos se estiman en menos del 7%.

Medida de α_S utilizando las PTC

Para el cálculo de α_S se ha ajustado mediante el criterio χ^2 la región central de las PTC (con $\beta > 40^\circ$), pues sabemos que esta región presenta estabilidad infrarroja y que la contribución de $q\bar{q}\gamma$ es pequeña (fig 5.13) Una de las ventajas de las PTC sobre las AEEC reside en el hecho de que éste último efecto es más pequeño. Mientras que la contribución de $q\bar{q} + q\bar{q}\gamma$ puede explicar el 40% de las AEEC medidas en nuestro detector a 44 GeV (fig 5.5), sólo el 30% puede explicarse en el caso de las PTC.

En la figura 5.14 puede verse la distribución de las PTC en función de los ángulos x_1 y x_2 para los datos tomados a 35 GeV (la región $\beta = 40^\circ$ se encuentra recuadrada).

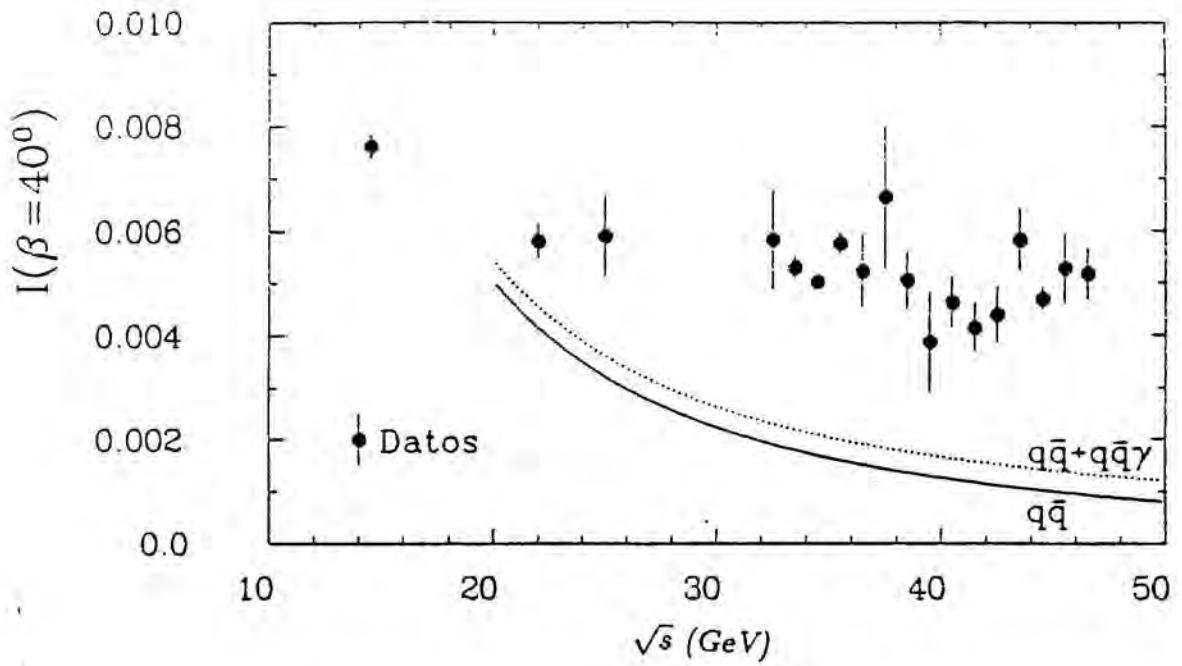


Fig. 5.13
 $I(\beta = 40^\circ)$ para datos en función de \sqrt{s}

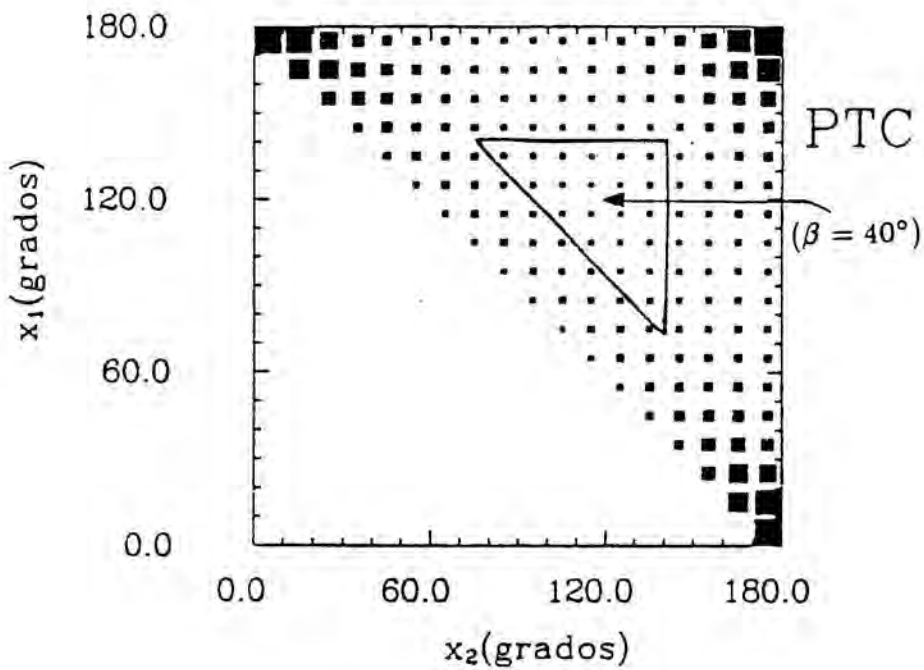


Fig. 5.14
 PTC para datos tomados a 35 GeV

En la tabla 5.15 se presentan los valores de α_s , obtenidos en los distintos intervalos de energía escogidos (sólo se incluyen errores estadísticos).

\sqrt{s} (GeV)	Modelo de Alí	Modelo de Lund
22	$.071 \pm .015$	$.110 \pm .018$
35	$.112 \pm .005$	$.147 \pm .005$
41	$.097 \pm .008$	$.116 \pm .010$
44	$.105 \pm .007$	$.125 \pm .007$
46	$.130 \pm .011$	$.138 \pm .012$

Tabla 5.15

Valores de α_s en función de \sqrt{s} obtenidos usando PTC ($\epsilon = .1$)

Conviene resaltar que los valores de α_s obtenidos usando PTC están en buen acuerdo con los valores obtenidos usando la asimetría (comparar tablas 5.15 y 5.7).

En la tabla 5.16 puede verse la diferencia absoluta en el valor de α_s para los dos métodos utilizados. Todas las diferencias están dentro del error estadístico.

\sqrt{s} (GeV)	Modelo de Alí	Modelo de Lund
22	$.006 \pm .038$	$.008 \pm .057$
35	$.007 \pm .006$	$-.003 \pm .008$
41	$-.007 \pm .013$	$-.014 \pm .016$
44	$.000 \pm .010$	$-.009 \pm .011$
46	$-.015 \pm .016$	$-.020 \pm .019$

Tabla 5.16

Diferencias entre los valores de α_s medidos usando las AEEC y las PTC

Como en el caso de la asimetría, podemos realizar un ajuste global para todos los datos y dejar como único parámetro libre Λ . Se ha encontrado un valor de $\Lambda_{\overline{MS}}$ de 180 ± 40 MeV para el modelo de Lund y de 55 ± 20 MeV para el modelo de Alí (errores sistemáticos debidos al corte en ϵ incluidos). En las figuras 5.17 y 5.18 puede verse el acuerdo entre los datos y nuestros Monte Carlos para $\Lambda_{\overline{MS}} = 100$ MeV.

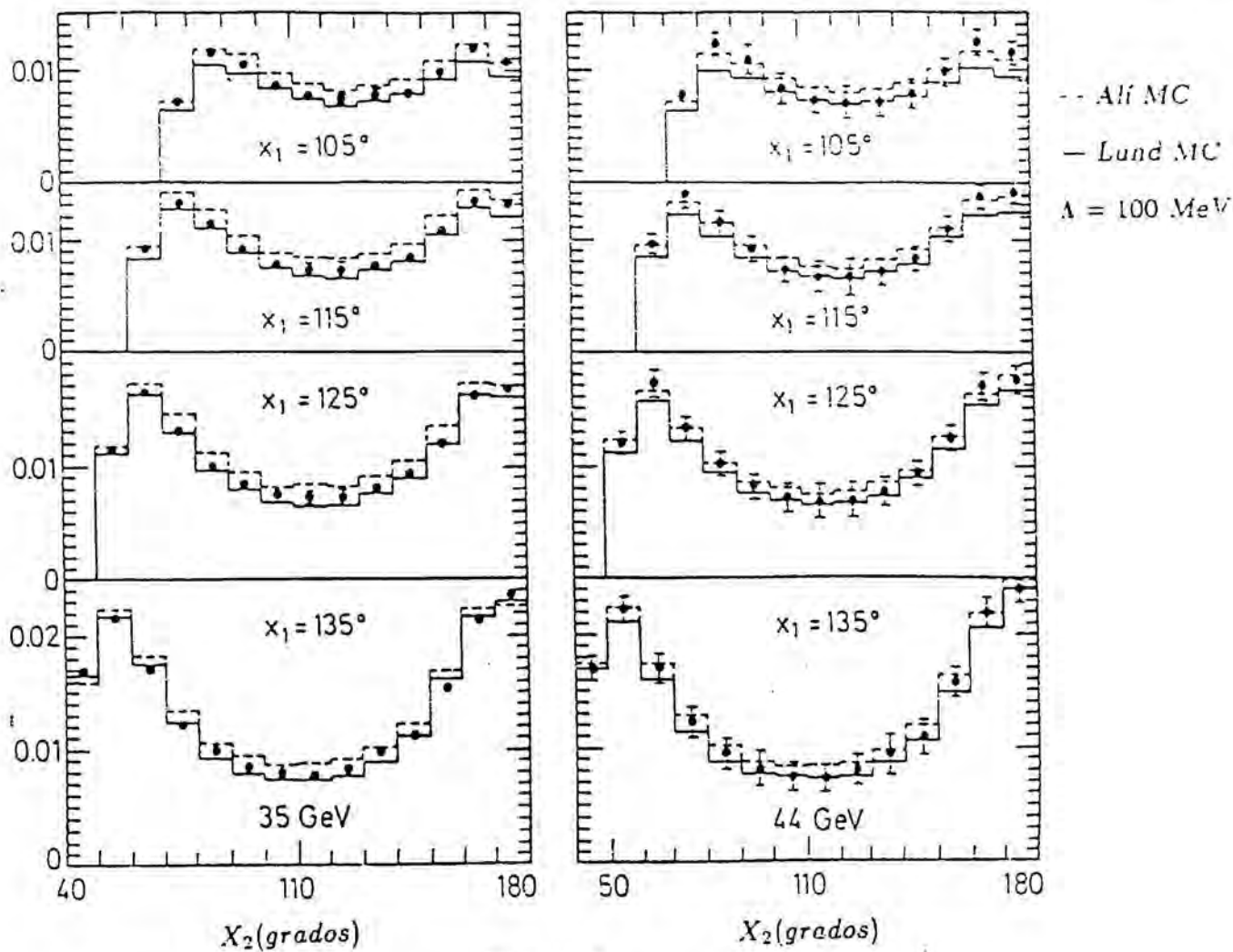


Fig. 5.17

PTC para datos a 35 y 44 GeV y predicciones MC para $\Lambda = 100 \text{ MeV}$

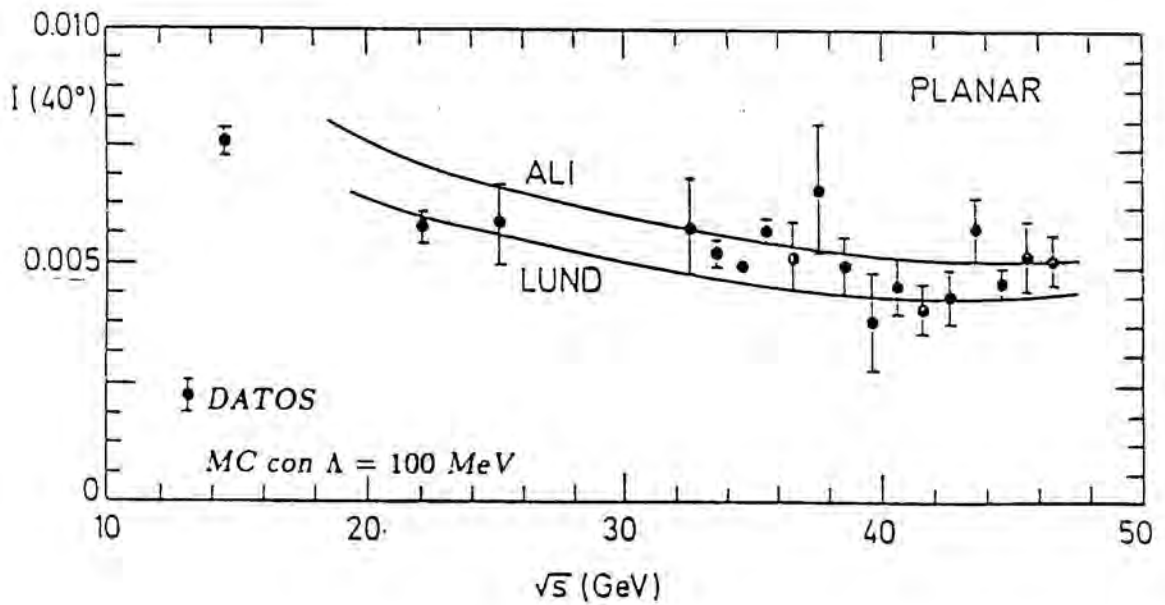


Fig. 5.18

$I(\beta = 40^\circ)$ para datos en función de \sqrt{s} y predicciones MC para $\Lambda = 100 \text{ MeV}$

Errores sistemáticos en la medida de α_S usando las PTC

Los errores sistemáticos provienen de las mismas fuentes que para el caso de la asimetría. Aquí discutiremos con detalle únicamente los procedentes de las variaciones en el corte en ϵ , y en los cortes en β y planaridad.

- 1) Dependencia con el criterio de resolución.

Como ya se ha mencionado con anterioridad, $I(\beta = 40^\circ)$ es estable a nivel de QCD al variar ϵ . La situación no cambia prácticamente cuando posteriormente se efectúa la fragmentación según el modelo de Lund, aunque cambia ligeramente cuando se utiliza el modelo de Alí. Esta diferencia es debida a que los sucesos $q\bar{q}g$ en el modelo de Lund después de la fragmentación son mucho más parecidos a los sucesos $q\bar{q}$ que en el caso del modelo de Alí. Por ello cuando se cambia la ϵ (lo que no es más que una reclasificación de sucesos de tres a dos partones) el efecto es más pequeño en el modelo de Lund.

En la tabla 5.19 se encuentran los valores de α_S medidos a 35 GeV para distintos valores de ϵ . Concluimos que el error sistemático asociado a tal criterio de resolución es del 8% para el modelo de Alí y despreciable para el modelo de Lund.

ϵ	Modelo de Alí	Modelo de Lund
.07	.113 \pm .004	.147 \pm .004
.10	.112 \pm .005	.147 \pm .005
.13	.118 \pm .004	.147 \pm .004
.15	.123 \pm .005	.149 \pm .004

Tabla 5.19
Valores de α_S a 35 GeV en función de ϵ

- 2) Dependencia en β y en la planaridad

En la tabla 5.20 se presentan las variaciones que se producen en el valor de α_S a 35 GeV, al cambiar β y el corte en planaridad. A la vista de ello se estima que el error sistemático es menor que .005.

β (grados)	$\theta = .08$	$\theta = .10$	$\theta = .12$
30	-.002	-.003	-.003
40	.001	.000	.000
50	.002	.004	.002

Tabla 5.20

Variación de α_S en función de β y θ respecto a $\beta = 40^\circ$ y $\theta = .1$ para $\sqrt{s} = 35$ GeV

Los demás errores sistemáticos, sin incluir el procedente de la fragmentación, se han estimado menores que el 6%. En esta variable también el error sistemático global viene dominado por los efectos de fragmentación que producen un cambio del 18%.

Del presente análisis de las PTC se concluye

$$\Lambda_{\overline{MS}} = 110 \pm 30_{-55}^{+70} \text{ MeV}$$

donde el error está dominado por la diferencia existente entre los dos modelos de fragmentación.

Conclusiones

Hemos medido α_S con dos variables, que desde el punto de vista teórico son independientes, ambas con contribuciones parecidas debido a la fragmentación, y ambas estables frente a los criterios de resolución (ϵ). Los resultados obtenidos muestran que las diferencias entre los valores de α_S medidos por ambas variables están dentro del error estadístico.

En definitiva, combinando ambos resultados, obtenemos un valor de Λ de¹

$$\Lambda_{\overline{MS}} = 105 \pm 25_{-40}^{+60} \text{ MeV}$$

que también podemos expresar como

$$\alpha_S = .12 \pm .007 \pm .010 \text{ a } 44 \text{ GeV}$$

¹El valor medio que se presenta se ha obtenido haciendo la comparación para los valores de α_S medidos para $\epsilon = .1$

donde el primer error corresponde al error estadístico, y el segundo al sistemático procedente de la incertidumbre en el modelo de fragmentación y del criterio de resolución ϵ empleado.

Nuestros datos son compatibles con un comportamiento logarítmico de α_s en función de s (ver fig 5.21), como se espera de QCD, y de los valores de α_s obtenidos a bajas energías a partir de la desintegración de la Υ (ref 5.5) y de los experimentos de dispersión inelástica (ref 5.6). Las curvas son las predicciones de QCD para $\Lambda = 160$ MeV y $\Lambda = 55$ MeV. Se ha tomado la prescripción de no cambiar el valor de Λ al cambiar el número de sabores (ref 5.7).

Una comparación de nuestros valores de α_s con otros experimentos puede encontrarse en el apéndice 2.

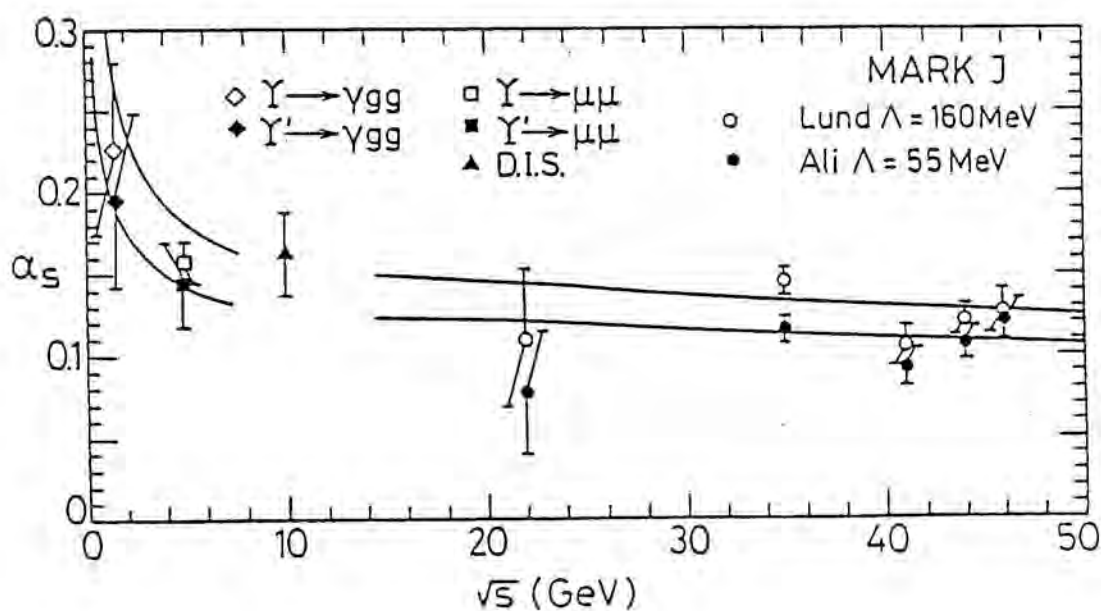


Fig. 5.21
Valores de α_s

Capítulo 6

Efectos de la fragmentación en la secciones eficaces pesadas con la energía

A las presentes energías todavía existen diversas incertidumbres en conexión con la fragmentación. Por ello es interesante buscar regiones o variables donde estas incertidumbres no sean importantes. El mejor modo de minimizar dichos efectos es incrementando la energía, pues mientras la parte perturbativa decrece proporcionalmente a $1/\ln\sqrt{s}$, los efectos de la fragmentación se cree que decrecen más rápidamente (ref 6.1,5.2,5.1), concretamente como potencias de $1/s$.

En este capítulo nos proponemos discutir los efectos de fragmentación sobre las EEC, AEEC y las PTC comparando las predicciones QCD¹ para $\Lambda = 100$ MeV con los datos.

Efectos de fragmentación sobre las EEC

Para estudiar los efectos de fragmentación sobre las EEC empezaremos estudiando los sucesos $q\bar{q}$. Evidentemente tal estudio está sujeto a las posibles diferencias entre modelos de fragmentación. Tomando como modelo el de Field y Feynman, en la figura 6.1 se pueden observar las predicciones Monte Carlo para las EEC en los sucesos $q\bar{q}$ generados a las energías de $\sqrt{s} = 22, 35$ y 44 GeV.

¹donde están incluidas las contribuciones de $e^+e^- \rightarrow q\bar{q} + q\bar{q}g + q\bar{q}gg + q\bar{q}q\bar{q}$ hasta orden α_s^2 .

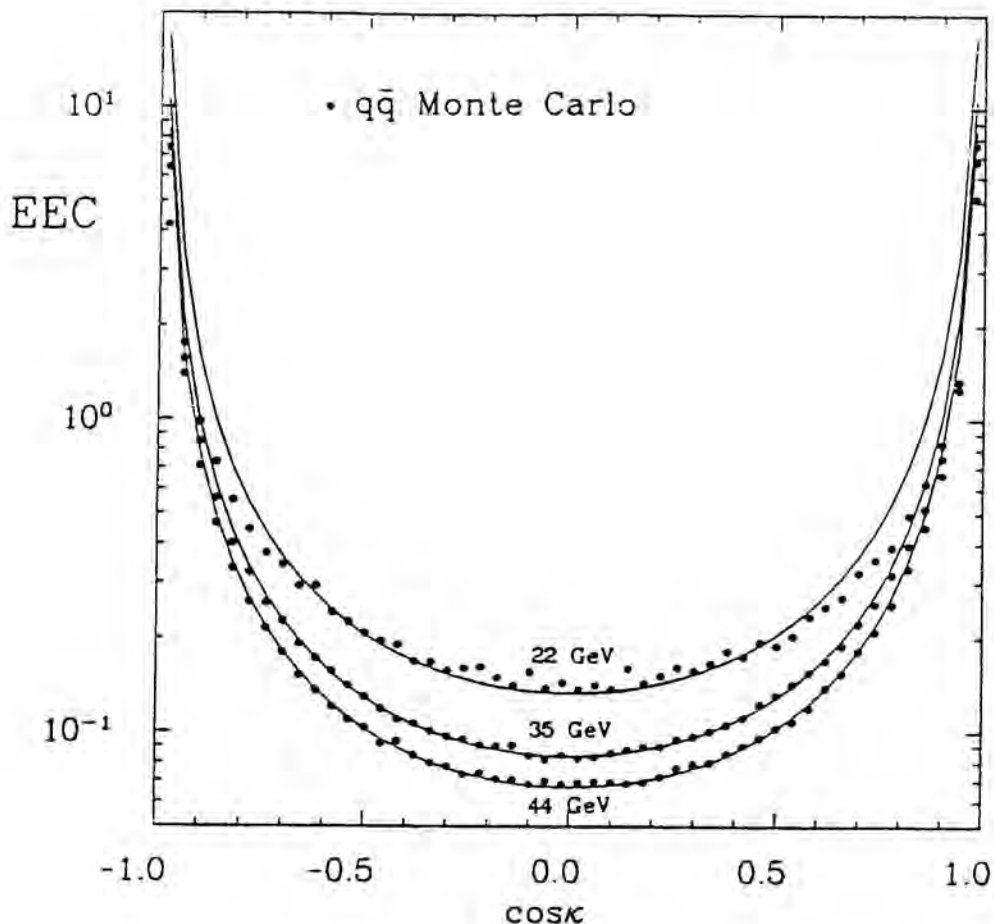


Fig. 6.1

Predicción MC para las EEC en sucesos $q\bar{q}$

Podemos observar que la región central decrece con la energía. En realidad esta zona queda bien descrita por la parametrización

$$\frac{d\Sigma^{q\bar{q}}}{d\cos\kappa} = \frac{A}{\sqrt{s} \sin^3 \kappa} \quad (6-1)$$

Las líneas continuas de tal figura corresponden a un ajuste conjunto a las tres energías, donde se ha encontrado $A = 2.93 \pm .08$.

En la figura 6.2 puede verse la distribución de las EEC para todos los datos seleccionados a 14, 22 y 44 GeV. Aquí también puede verse que la región central decrece con la energía. Este hecho puede ser observado más claramente en la figura 6.3 donde se presenta la $\int EEC$ en la región $|\cos\kappa| < .52$ en función de la energía.¹ La curva a puntos

¹El valor de la integral ha sido corregido por efectos de aceptación y correcciones radiativas en el estado inicial

representa el valor esperado según QCD para $\Lambda = 100$ MeV. Como puede observarse los efectos de fragmentación son positivos y considerables ($\approx 70\%$ a 40 GeV).

Una forma de parametrizar los efectos de fragmentación es añadiendo términos a la predicción de QCD que tengan una dependencia con la energía en potencias de $1/s$. Como primera aproximación, y como se ha observado una dependencia $1/\sqrt{s}$ para la fragmentación de $q\bar{q}$ podemos intentar una aproximación del tipo:

$$EEC(QCD + \text{fragmentación}) = QCD + \frac{b}{\sqrt{s}} \quad (6-2)$$

La línea continua de la figura 6.3 corresponde al mejor ajuste encontrado a la anterior expresión manteniendo $\Lambda = 100$ MeV, lo que nos ha llevado a un valor de $b = 2.17 \pm .02$ GeV. Vemos que con sólo añadir un término de la forma $1/\sqrt{s}$ a la predicción de QCD puede explicarse el comportamiento de nuestros datos en la región central en función de la energía.

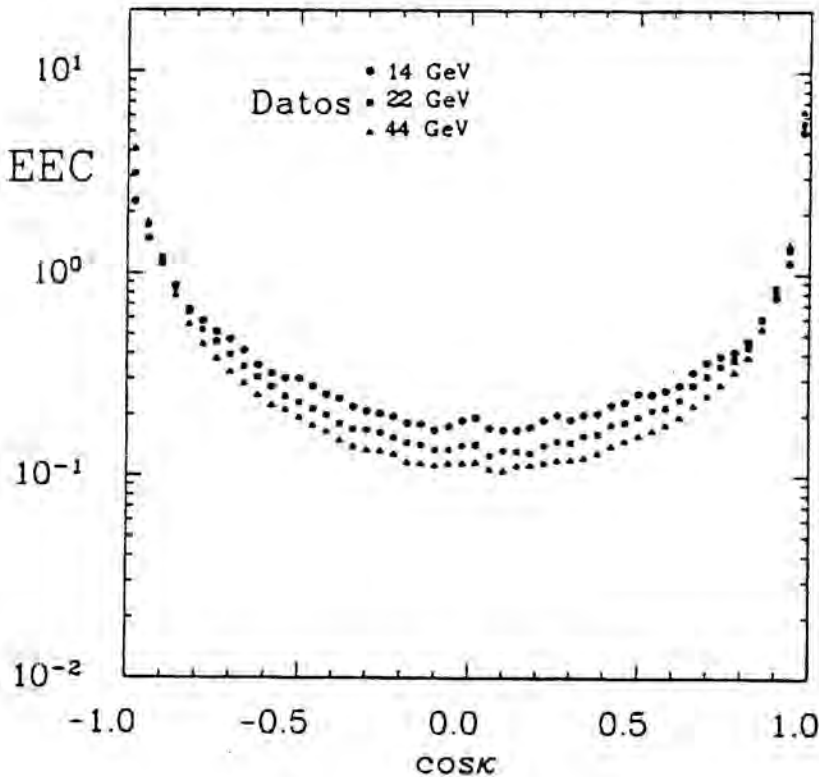


Fig. 6.2
EEC para datos a 14, 22 y 44 GeV

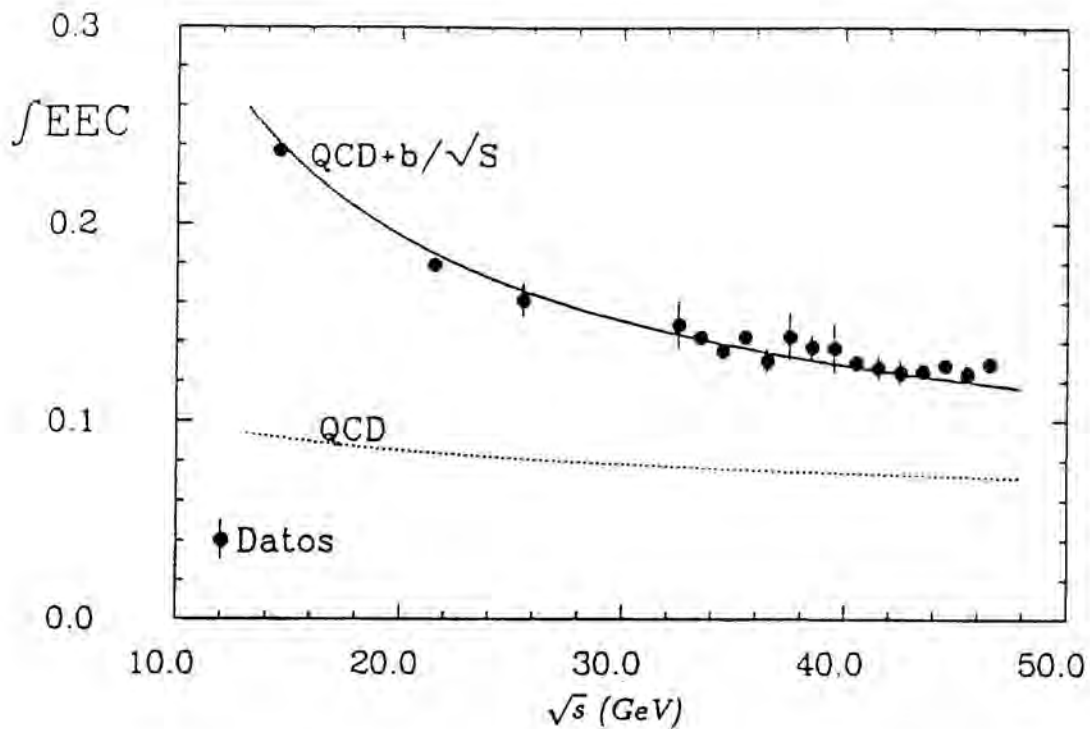


Fig. 6.3
EEC integrada para datos en función de \sqrt{s}

Efectos de la fragmentación sobre la AEEC

Como la contribución de $q\bar{q}$ a las EEC es prácticamente simétrica, es de esperar que sea pequeña para la AEEC. En la figura 6.4 vemos la contribución de $q\bar{q}$ predicha por nuestro Monte Carlo a la asimetría para distintas energías. Para $\sqrt{s} > 30$ GeV y $|\cos \kappa| < .7$ la contribución es despreciable. Ello quiere decir que las posibles diferencias entre las predicciones de QCD y los datos en la región $\cos \kappa \rightarrow 0$, serán debidas mayoritariamente a la fragmentación de $q\bar{q}g$.

Para la comparación con los datos se ha procedido a la corrección de los mismos por aceptación, efectos de resolución y correcciones radiativas en el estado inicial. Las correcciones, las cuales han sido determinadas con la ayuda de Monte Carlos, han sido aplicadas intervalo a intervalo, y han sido halladas tomando la razón entre el modelo que no contiene tales efectos respecto al modelo que los contiene. De este modo:

$$AEEC(\cos \kappa)^{\text{corregida}} = AEEC(\cos \kappa)^{\text{medida}} \frac{AEEC(\cos \kappa)_{MC}^{\text{ideal}}}{AEEC(\cos \kappa)_{MC}^{\text{realista}}} \quad (6-3)$$

Para reducir los efectos de las posibles fluctuaciones estadísticas las correcciones han sido interpoladas por curvas. En la figura 6.5 puede verse el resultado de una interpolación lineal al factor de corrección obtenido utilizando el modelo de fragmentación de Alí, con $\Lambda = 100 \text{ MeV}$ y $\epsilon = .1$ a la energía de 35 GeV.

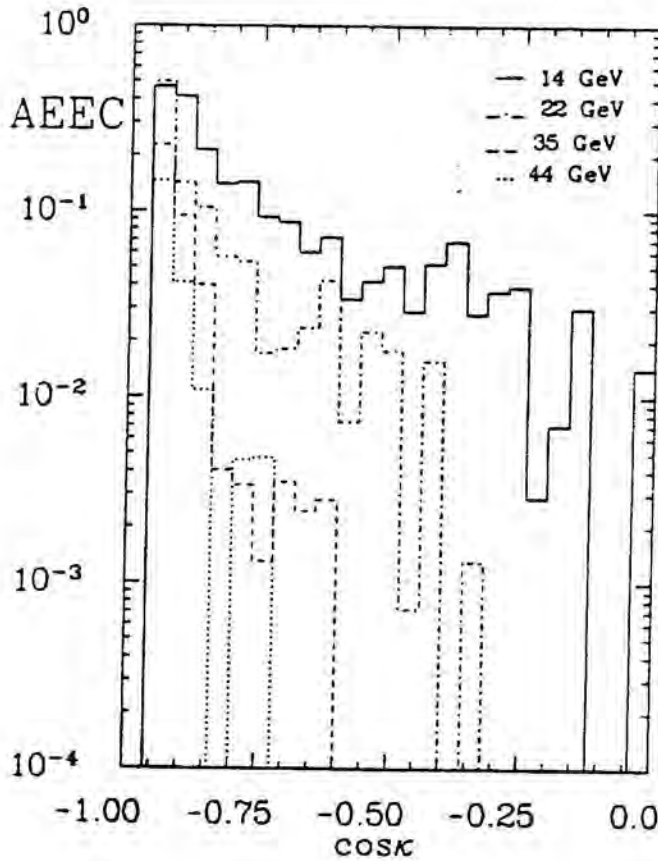


Fig. 6.4

Predicción MC para la asimetría en sucesos $q\bar{q}$

Se ha observado como muy buena aproximación que el factor de corrección es prácticamente constante para $|\cos \kappa| < .9$ e independiente de la energía para $\sqrt{s} > 20 \text{ GeV}$. La razón de que este factor de corrección sea tan distinto de 1 hay que buscarlo en los efectos de las correcciones radiativas. En nuestro detector es altamente difícil el rechazar sucesos con fotones radiativos procedentes del estado inicial, por lo que un suceso de $q\bar{q}\gamma$ puede contribuir de forma apreciable a la asimetría. Este hecho puede observarse en la figura 5.5 donde se representan las contribuciones a la $\int_{-.72}^0 AEEC(\cos \kappa) d \cos \kappa$ para $q\bar{q}$ y para $q\bar{q} + q\bar{q}\gamma$. Ambas están normalizadas ($\int_{-1}^1 EEC d \cos \kappa = 1$) e incluyen la simulación de detector.

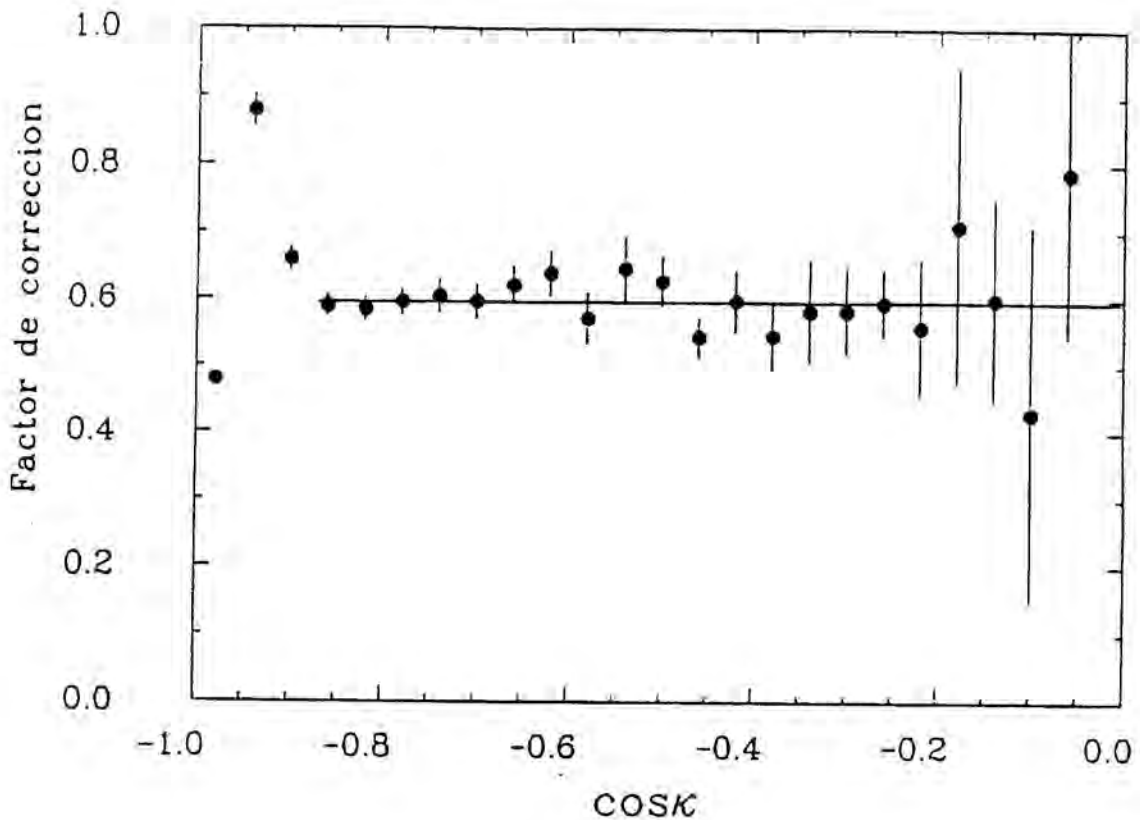


Fig. 6.5
Factor de corrección para la AEEC

Los errores sistemáticos en el factor de corrección son difíciles de estimar. Se han estudiado las posibles variaciones con el modelo de fragmentación, la simulación del detector, el cambio de ϵ entre .07 a .15 y el cambio de α_S en un 10%. La mayor dependencia se ha encontrado en este último parámetro, y en total se ha concluido un error sistemático del 6%.

Resumiendo, nuestros datos han sido corregidos mediante los factores obtenidos con el modelo de fragmentación de Alí utilizando $\Lambda = 100 \text{ MeV}$ y $\epsilon = .1$. El error sistemático del 6% cubre la variación de modelos y parámetros descritos con anterioridad. Una discusión sobre el posible error que se comete al corregir los datos con un valor de α_S que no corresponde al "real" puede encontrarse en el apéndice 1.

En la figura 6.6 se comparan los datos corregidos a 35 GeV con la predicción de QCD para $\Lambda = 100$ MeV.¹ Puede observarse que en la región de $\cos \kappa \rightarrow 0$ el acuerdo entre los datos y QCD es bueno pero cuando $\cos \kappa$ disminuye, la diferencia entre la predicción de QCD y los datos aumenta. Ello nos indica que los efectos de fragmentación procedentes de $q\bar{q}g$ también son pequeños en la región de grandes ángulos, pero aumentan al desplazarse hacia las zonas de pequeños ángulos y en el sentido que nos indica que la fragmentación procedente de $q\bar{q}g$ debe tener una contribución negativa, ya que la procedente de $q\bar{q}$ se espera positiva (fig 6.4). Este hecho está cualitativamente de acuerdo con la parametrización dada por Mark-II para la reproducción de sus EEC a 29 GeV (ref 6.2).

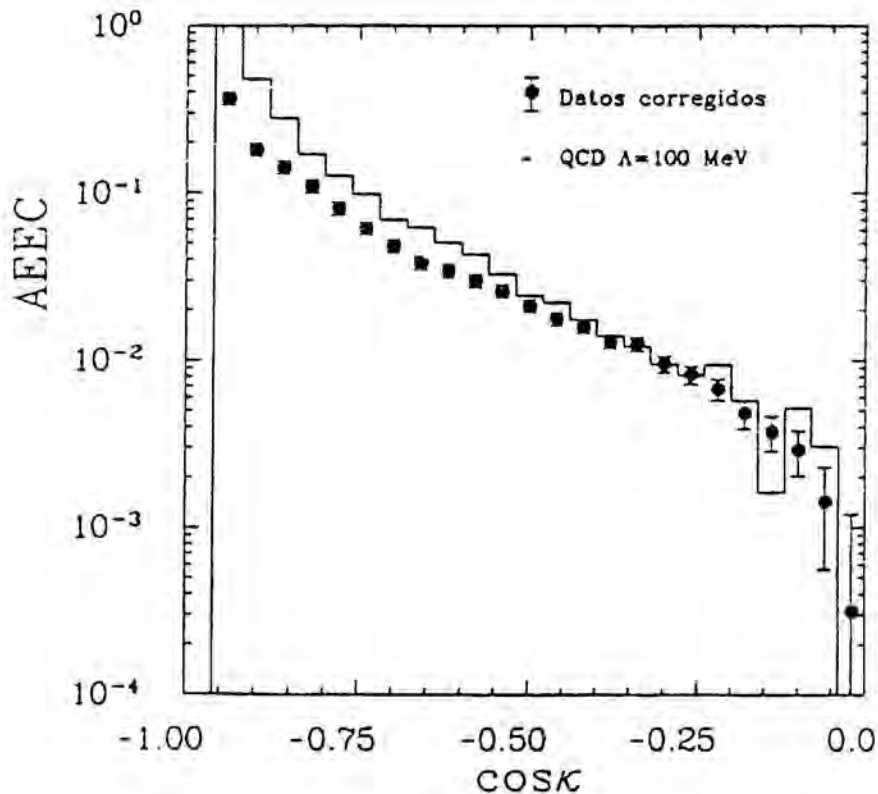


Fig. 6.6

Comparación entre QCD y datos a 35 GeV corregidos por aceptación, efectos de resolución y efectos radiativos. La diferencia es debida a los efectos de fragmentación

¹Una comparación entre nuestros datos corregidos y las predicciones Monte Carlo, sin la simulación de detector, para $\Lambda = 100$ MeV puede encontrarse en el apéndice 3

Una medida cuantitativa de los efectos de fragmentación puede obtenerse de la razón entre la diferencia de QCD con los datos corregidos y la predicción de QCD, en la forma:

$$\Delta AEEC(s, \cos \kappa) = \frac{AEEC(\cos \kappa)_{QCD} - AEEC(\cos \kappa)_{datos}}{AEEC(\cos \kappa)_{QCD}} \quad (6-4)$$

En la figura 6.7 puede observarse dicha variable para $\sqrt{s} = 35$ GeV. Como puede verse los efectos de fragmentación son pequeños para la región $|\cos \kappa| < .5$ (< 20%) y crecen al acercarnos a las regiones donde la contribución de los sucesos $q\bar{q}$ aumenta.

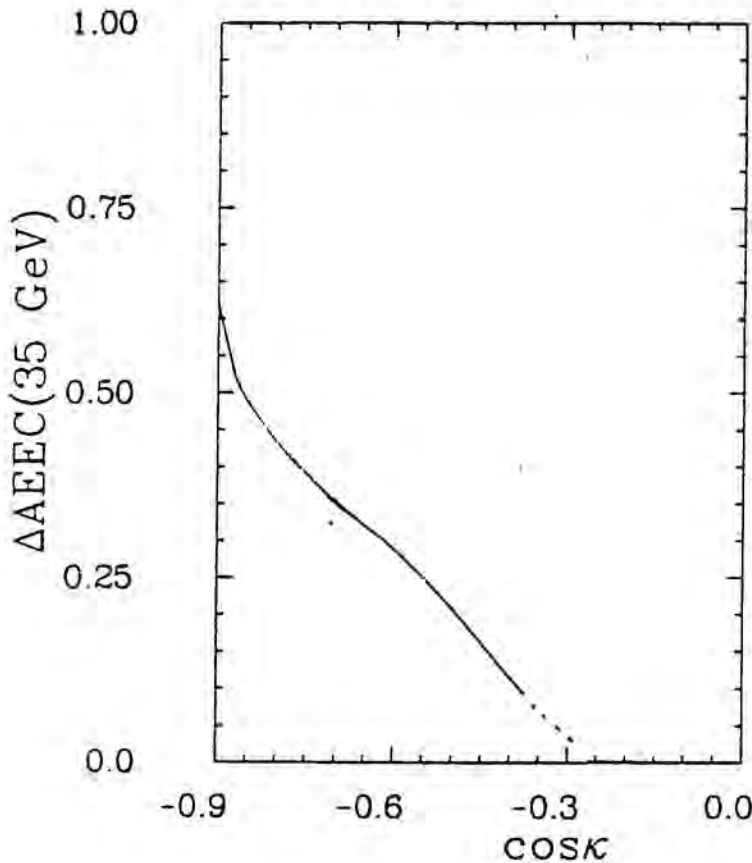


Fig. 6.7

Efectos de la fragmentación en la AEEC

En la figura 6.8 se presentan la $\int_{-0.72}^0 AEEC d \cos \kappa$ para los datos corregidos en función de la energía. La línea a trazos discontinuos corresponde a la predicción de QCD para $\Lambda = 100$ MeV. Vemos que los datos responden muy bien a un comportamiento logarítmico con s , lo que corresponde a la línea de trazo continuo de la figura 6.8. La diferencia

entre esta línea y la predicción QCD nos da una medida de los efectos de fragmentación ($\approx 17\%$) sin variación apreciable en función de la energía. La línea de puntos de la misma figura corresponde a la predicción Monte Carlo para los sucesos $q\bar{q}$ con los efectos de fragmentación incluidos, la cual es despreciable para $\sqrt{s} > 30$ GeV.

En la figura 6.9 se presenta la asimetría integrada para distintos intervalos. Como puede observarse la dependencia de la misma con la energía es pequeña y compatible con un comportamiento logarítmico (las líneas continuas corresponden a un ajuste de tal tipo). Ello nos indica que los efectos de fragmentación que presentan nuestros datos para $|\cos \kappa| < .9$ o son despreciables o, como muy buena aproximación en el intervalo de energías estudiado, son constantes. Comparando QCD con nuestros datos (fig 6.6) la primera posibilidad puede descartarse con lo cual la figura 6.7 debe tomarse como los efectos que nosotros observamos de la fragmentación no sólo a 35 GeV sino, como buena aproximación, en todo el rango de energías estudiado.

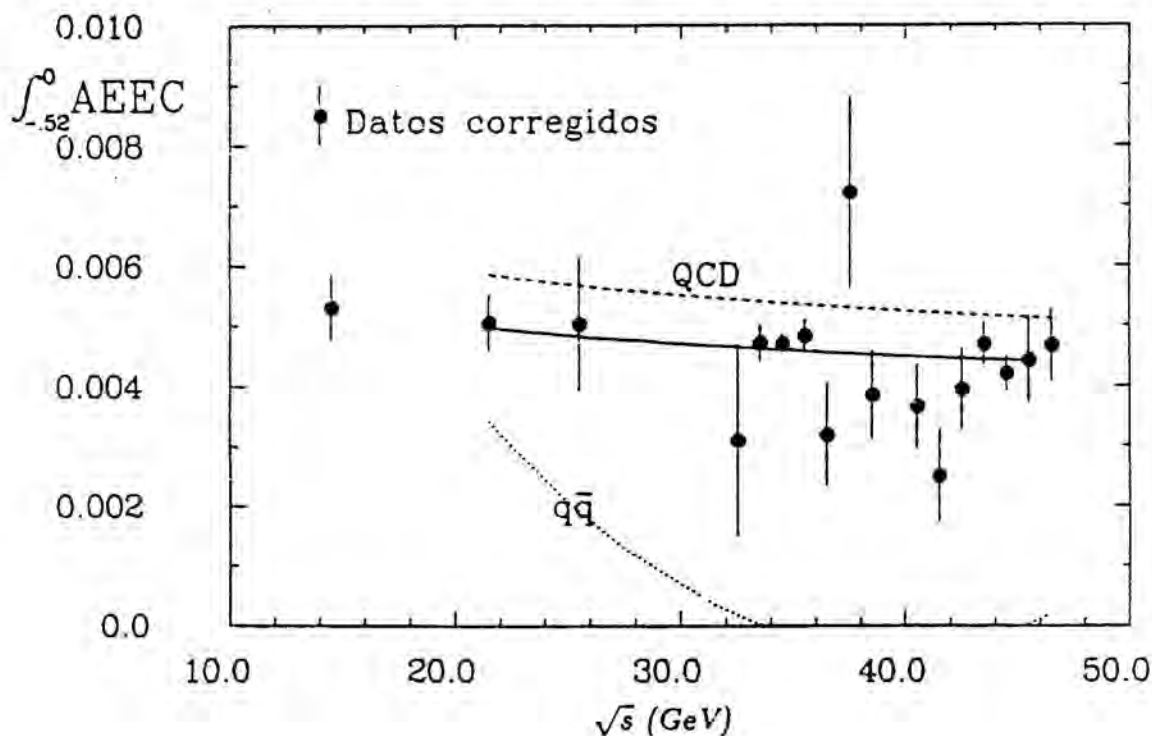


Fig. 6.8
AEEC integrada para datos en función de \sqrt{s}

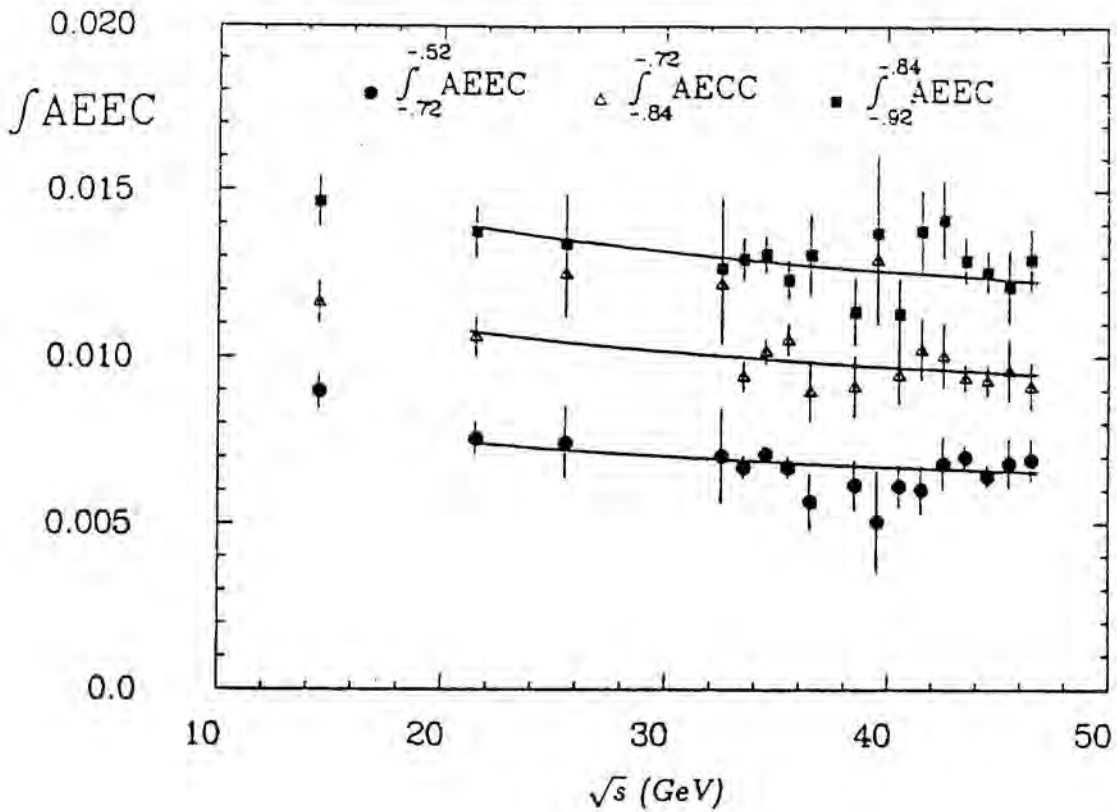


Fig. 6.9
AEEC integrada para datos en función de \sqrt{s}

Efectos de fragmentación sobre las PTC

Existe la predicción teórica de que los efectos de fragmentación de los sucesos $q\bar{q}$ disminuyen como $1/s$ (ref 5.2) en lugar de $1/\sqrt{s}$ (como en el caso de las EEC). Este hecho queda confirmado por nuestros Monte Carlos para la región central de las PTC. En la figura 6.10 se presenta la distribución PTC para distintos ángulos π_1 y para las energías de 22, 35 y 44 GeV. Como puede observarse, la región central decrece con la energía. Para ilustrar mejor esta dependencia en la figura 6.11 se presenta $I(\beta = 40)$. El mejor acuerdo se encuentra con la dependencia $1/s$ en función de la energía.

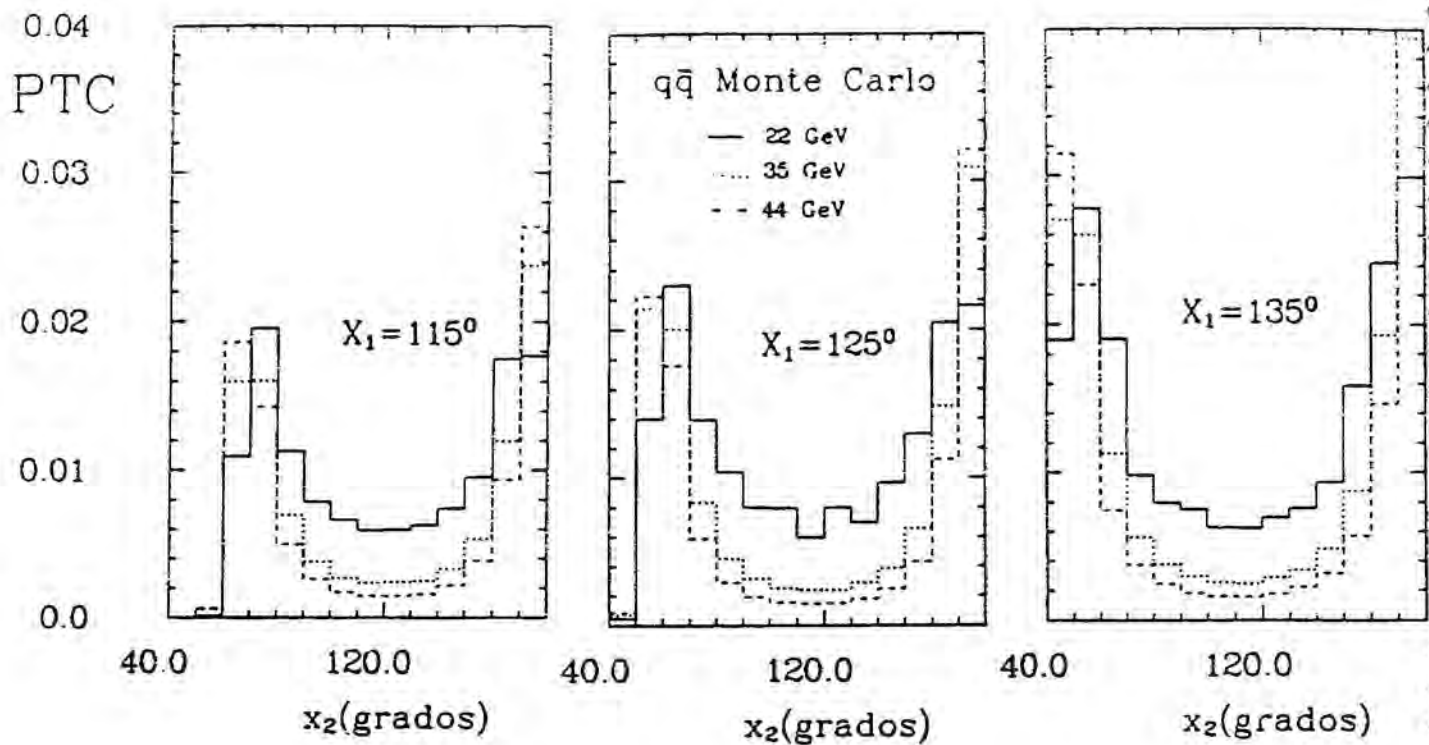


Fig. 6.10
Predicción MC para las PTC en sucesos $q\bar{q}$

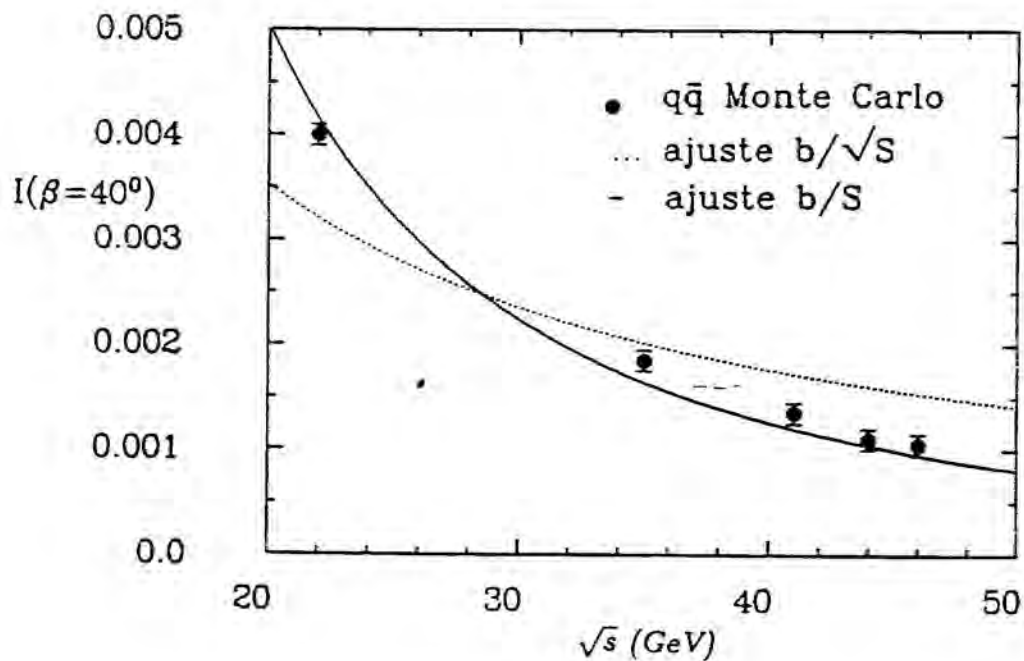


Fig. 6.11
Predicción para la PTC integrada en sucesos $q\bar{q}$

Para la comparación con los datos se ha procedido, como en el caso de la asimetría, a la corrección de los mismos. Para esta variable se ha encontrado que en la región central ($\beta \approx 30^\circ$) la corrección es prácticamente constante para cada intervalo y depende ligeramente de la energía (la corrección es del orden del 15% a 22 GeV, mientras que es del 4% a 44 GeV, ver fig 6.12). La razón de que esta corrección sea más pequeña que en el caso de la asimetría hay que buscarla en el hecho de que la contribución de las correcciones radiativas son más pequeñas. En la figura 5.13 puede observarse la $I(\beta = 40^\circ)$ para sucesos $q\bar{q}$ y para sucesos $q\bar{q} + q\bar{q}\gamma$ después de la simulación del detector. La diferencia entre ambas curvas es menor que el 20%, mientras que en el caso de la asimetría esta diferencia era mucho mayor (fig 5.5). El error sistemático que se ha estimado para el factor de corrección con objeto de cubrir la misma variación de modelos y parámetros que en el caso de la asimetría es del 7%. Hay que mencionar que la dependencia del factor de corrección con α_S es mucho menor que en el caso de la asimetría (véase apéndice 1).

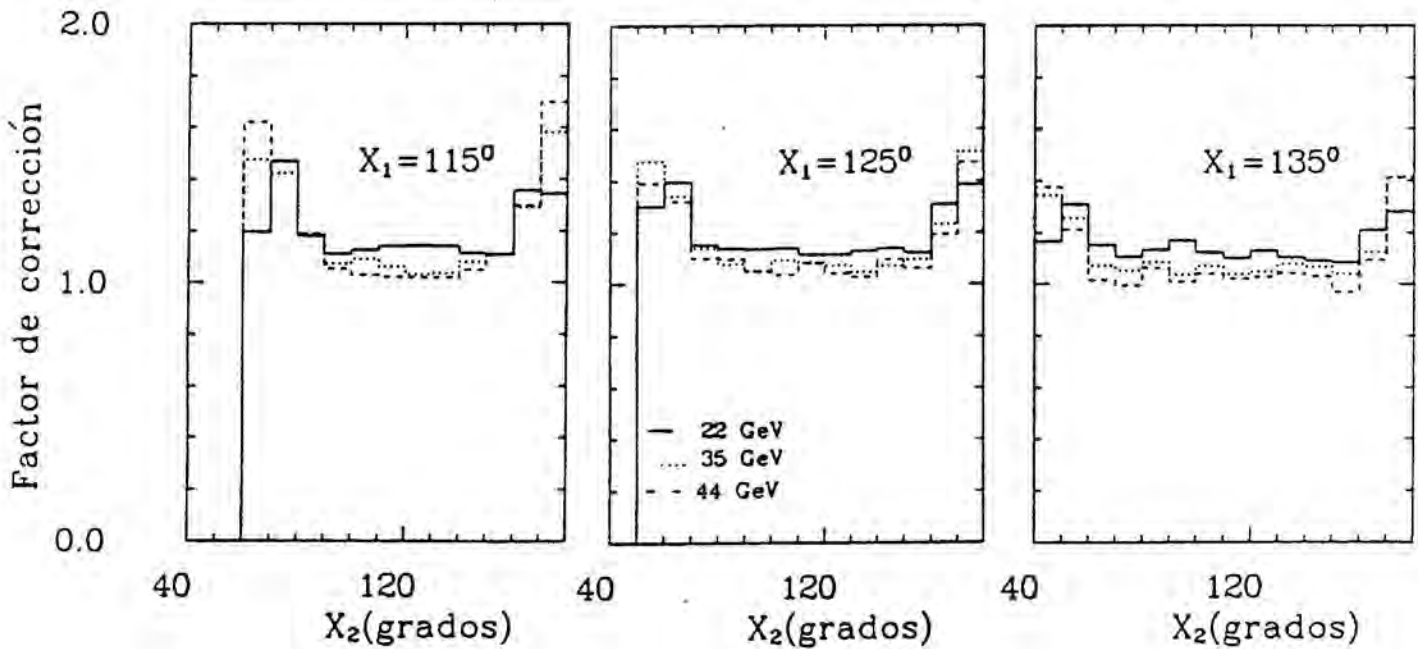


Fig. 6.12
Factor de corrección en las PTC

En la figura 6.13 se comparan los datos corregidos a 35 GeV con la predicción de QCD para $\Lambda = 100$ MeV. Vemos que en la región central la predicción de QCD se mantiene ligeramente por encima de los datos, lo que nos indica que también aquí tenemos efectos negativos de la fragmentación y pequeños ($\approx 20\%$).

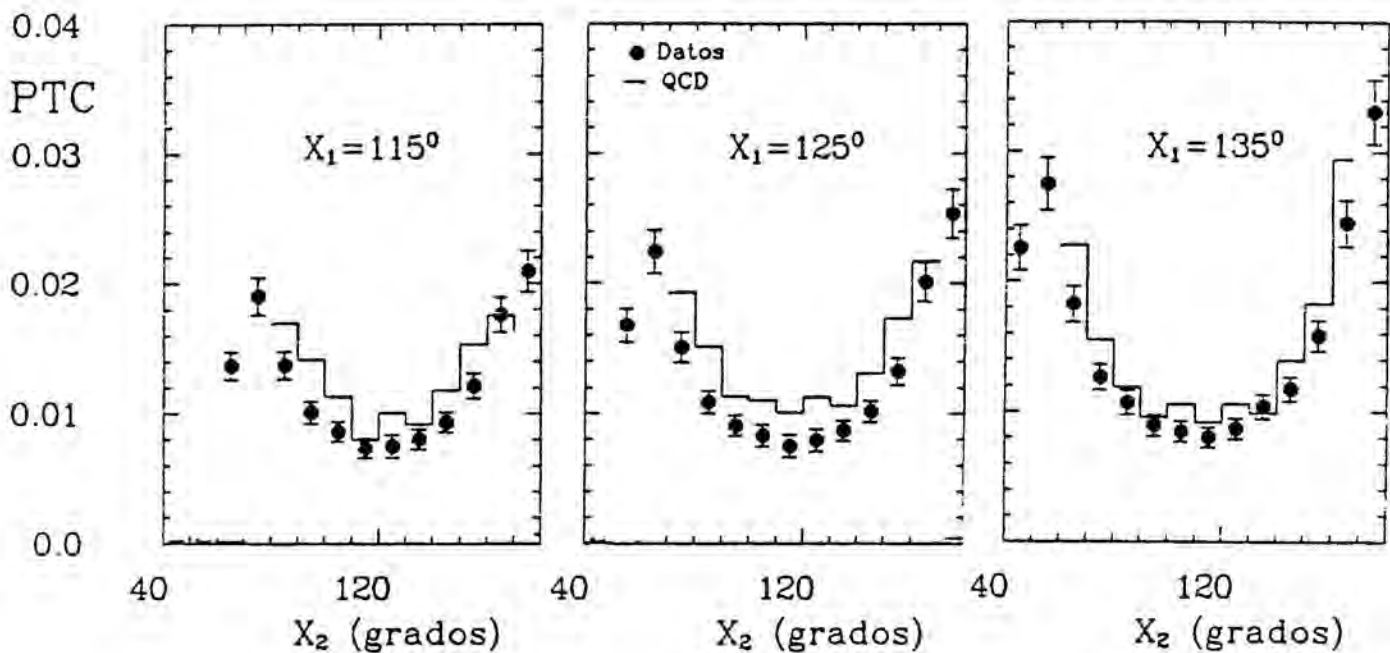


Fig. 6.13

Comparación entre QCD y datos a 35 GeV corregidos por aceptación, efectos de resolución y efectos radiativos. La diferencia es debida a los efectos de fragmentación

En la figura 6.14 pueden observarse los valores de $I(\beta)$ para varios intervalos de β en los datos corregidos. La línea discontinua corresponde a la predicción de QCD con $\Lambda = 100$ MeV. Una medida cuantitativa de los efectos de fragmentación puede llevarse a cabo mediante

$$\Delta PTC(s, \beta) = \frac{I(\beta)_{QCD} - I(\beta)_{datos}}{I(\beta)_{QCD}} \quad (6-5)$$

En la tabla 6.15 se muestran los valores encontrados para distintos intervalos de β .

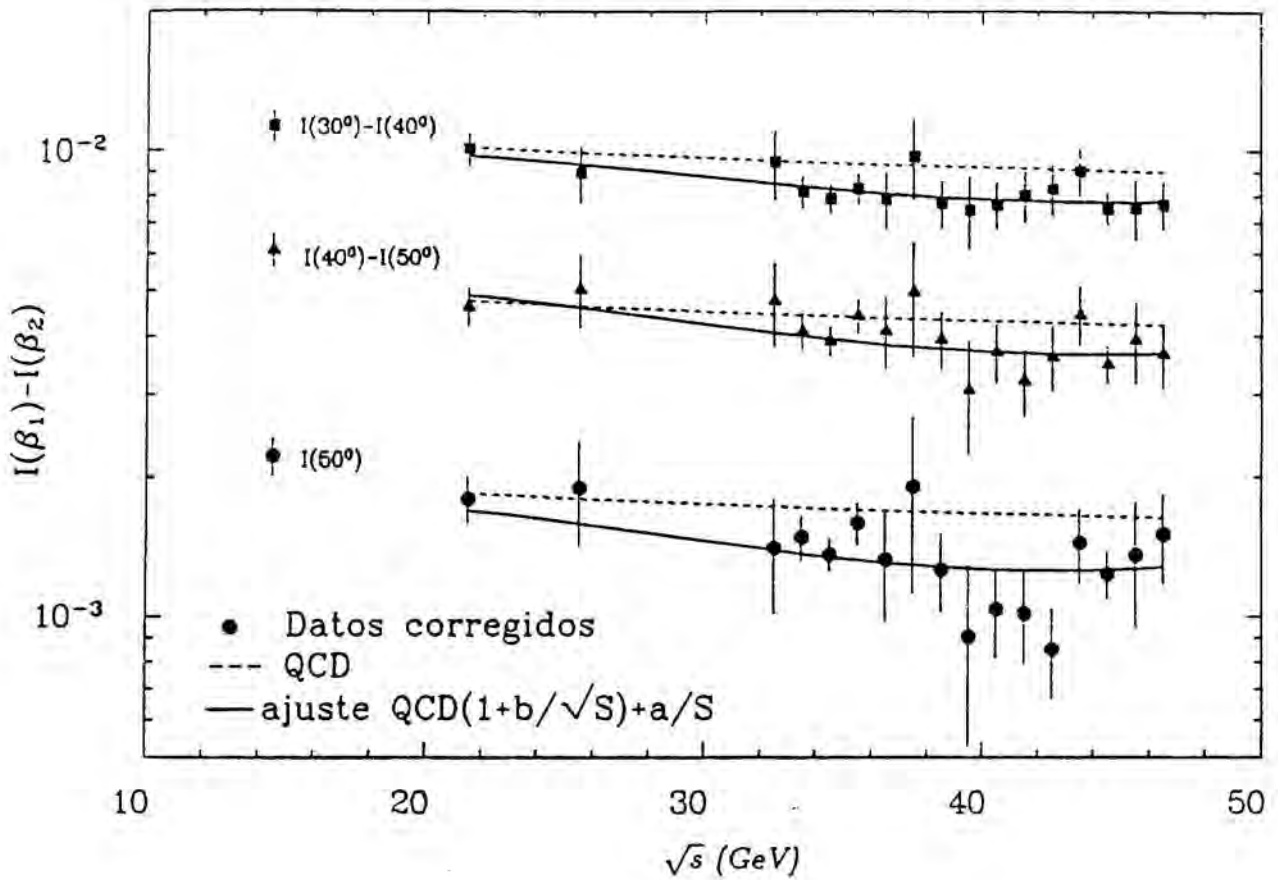


Fig. 6.14
 $I(\beta_1) - I(\beta_2)$ en función de la energía

Intervalo en β (grados)	$\Delta PTC(44 \text{ GeV})$
$\beta > 50$	$.25 \pm .09$
$50 > \beta > 40$	$.18 \pm .08$
$40 > \beta > 30$	$.17 \pm .07$

Tabla 6.15
 Efectos de la fragmentación en las PTC

Como en el caso de las EEC, podemos tomar la prescripción de intentar parametrizar nuestros efectos de fragmentación en las PTC añadiendo términos en potencias de $1/s$ a

la predicción de QCD. Aquí tomaremos:

$$PTC(QCD + \text{fragmentación}) = QCD \left(1 + \frac{b}{\sqrt{s}}\right) + \sigma_{q\bar{q}} \frac{a}{s} \quad (6-6)$$

Esta parametrización está basada en el hecho observado de que los efectos $q\bar{q}$ varían como $1/s$ y se ha hecho la suposición de que los efectos provenientes de $q\bar{q}g$ son de la forma $1/\sqrt{s}$. En la tabla 6.16 pueden encontrarse los valores de b que mejor ajustan a nuestros datos. (Los valores de los parámetros $\sigma_{q\bar{q}}$ y a se han tomado de los predichos por nuestros Monte Carlos). Los ajustes encontrados están representados por las líneas de trazo continuo de las figuras 6.13. Como puede observarse nuestros datos quedan bien descritos por la parametrización 6.6 .

intervalo en β (grados)	$b(\text{GeV})$
$\beta > 50$	-18 ± 2
$50 > \beta > 40$	-16 ± 2
$40 > \beta > 30$	-17 ± 3

Tabla 6.16
Efectos de la fragmentación en las PTC

Conclusiones

Hemos efectuado la comparación entre nuestros datos corregidos por aceptación, resolución y correcciones radiativas y las predicciones de QCD para $\Lambda = 100 \text{ MeV}$.

Para la asimetría se ha encontrado una dependencia logarítmica con s para la región $|\cos \kappa| < .9$ lo que nos ha llevado a la conclusión de que los efectos debidos a la fragmentación presentan una dependencia despreciable con la energía en el rango estudiado. En la figura 6.7 se muestran dichos efectos que se deducen de la comparación con QCD.

Para las PTC se ha visto que un ajuste del tipo

$$PTC(QCD + \text{fragmentación}) = QCD \left(1 + \frac{b}{\sqrt{s}}\right) + \sigma_{q\bar{q}} \frac{a}{s}$$

describe los datos observados en la región $\beta > 30^\circ$

En ambos casos los efectos de fragmentación son menores del 25% en las regiones que hemos utilizado para el ajuste de α_s .

Conclusiones

Usando el largo intervalo de energía a nuestro alcance, entre 14 y 46.78 GeV, hemos estudiado el acuerdo entre nuestra medida de la sección eficaz hadrónica y la predicción del modelo estándar, y hemos medido Λ utilizando la asimetría de las correlaciones de energía-energía (AEEC) y las correlaciones planares triples de energía (PTC).

Nuestras conclusiones son las siguientes:

- 1) Nuestros datos son consistentes con los efectos electrodébiles esperados del modelo estándar. Hemos concluido, en un ajuste conjunto del $\sin^2 \theta_w$ y M_{Z^0} a nuestros datos de la sección eficaz hadrónica, que sus valores, con el 95% C.L., son:

$$.15 \leq \sin^2 \theta_w \leq .60$$

$$77 \leq M_{Z^0} \leq 123 \text{ GeV}$$

Fijando el valor del $\sin^2 \theta_w = .22$ el valor de la M_{Z^0} que mejor describe nuestros datos es 87_{-4}^{+7} GeV, y fijando $M_{Z^0} = 93$ GeV obtenemos como valor de $\sin^2 \theta_w = .28_{-.07}^{+.20}$. Si usamos además la información de la asimetría de carga para el proceso $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ observada en nuestro detector, obtenemos

$$.18 \leq \sin^2 \theta_w \leq .34$$

$$82 \leq M_{Z^0} \leq 95 \text{ GeV}$$

con el 95% de nivel de confianza.

- 2) Hemos usado las AEEC y las PTC para la medida de α_S . Los resultados de ambas variables son consistentes dentro del error estadístico. Combinando los resultados obtenemos un valor de Λ de

$$\Lambda_{\overline{MS}} = 105 \pm 25_{-40}^{+65} \text{ MeV}$$

o expresado de otra forma

$$\alpha_S(44 \text{ GeV}) = .120 \pm .007 \pm .010$$

donde el primer error corresponde al error estadístico, y el segundo al sistemático procedente en su mayor parte de la incertidumbre en el modelo de fragmentación.

- 3) Proponemos las PTC como un método alternativo a las bien conocidas AEEC para la medida de α_S . Esto es debido a que esta variable presenta estabilidad respecto el criterio de resolución (ϵ, δ) en la región central, y depende debilmente de los efectos de fragmentación. Además hemos observado que en nuestro caso las correcciones por radiación a las PTC son mucho menores que en el caso de las AEEC. Este hecho debe ser tenido en cuenta por aquellos detectores donde el rechazo de fotones de bremsstrahlung es difícil.

También hemos estudiado el efecto de la fragmentación comparando las predicciones de QCD con nuestros datos corregidos por aceptación, resolución y efectos radiatiativos. Los resultados que hemos obtenido son:

- 4) Hemos encontrado que los datos son consistentes con un comportamiento logarítmico de las AEEC para la región $|\cos \kappa| < .9$.
- 5) De la comparación de los datos obtenidos para las AEEC con la predicción de QCD hemos concluido que los efectos de fragmentación no son despreciables para la región $|\cos \kappa| > .5$, y que tales efectos no presentan una variación apreciable con la energía en el rango de energías estudiado.
- 6) De la comparación de las PTC para datos con la predicción QCD hemos observado que los efectos de fragmentación para la zona $\beta > 30^\circ$ son menores del 25% y hemos visto que un ajuste del tipo

$$PTC(QCD + \text{fragmentación}) = QCD \left(1 + \frac{b}{\sqrt{s}}\right) + \sigma_{q\bar{q}} \frac{a}{s}$$

describe bien los datos observados en tal región.

Apéndice 1

Correcciones al factor de corrección

Hoy en día se utilizan detectores altamente sofisticados. La corrección de los datos por aceptación, resolución y otros efectos debe realizarse cuidadosamente. Si los factores de corrección son grandes puede ocurrir que éstos dependan en gran medida de los parámetros de nuestros Monte Carlos, y si los valores de estos parámetros utilizados para la corrección son diferentes de los obtenidos mediante el posterior ajuste a los datos corregidos, este procedimiento puede llevar a grandes errores que sólo un proceso iterativo puede eliminar. Como ejemplo hablaremos sobre las correcciones que hemos hallado para nuestra medida de las AEEC y las PTC a 35 GeV, en función de la α_S utilizada en la generación de nuestro Monte Carlo. En este ejemplo utilizaremos el modelo de fragmentación de Alí, con lo que ya sabemos que el valor de $\alpha_S \approx .12$ es el que mejor describe nuestros datos.

En las figuras A1.1 se observan las correcciones que se han derivado a 35 GeV para las AEEC para la región $|\cos \kappa| < .9$ y para las PTC en la región $\beta > 30^\circ$. Como puede observarse en este ejemplo el parámetro de corrección varía mucho más en el caso de la AEEC que de las PTC.

En las figuras A1.2 se muestra el error que se comete al medir α_S con los datos corregidos, en el caso de que estos últimos sean corregidos por un valor de α_S que no sea el correcto. Para el caso de las PTC este efecto es casi despreciable.

Es conveniente pues, que en el momento de corregir datos se esté usando una variable cuyos factores de corrección sean próximos a 1 e independientes del parámetro que se quiere medir. En caso contrario debe realizarse un proceso iterativo o la comparación directa con los datos, como se ha mencionado en el capítulo 5.

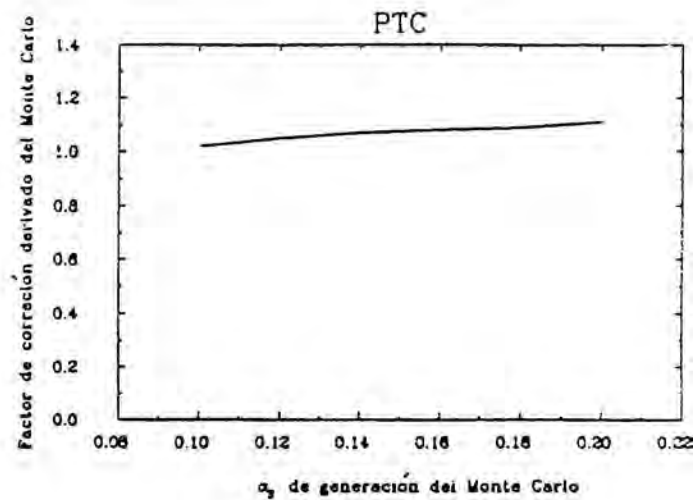
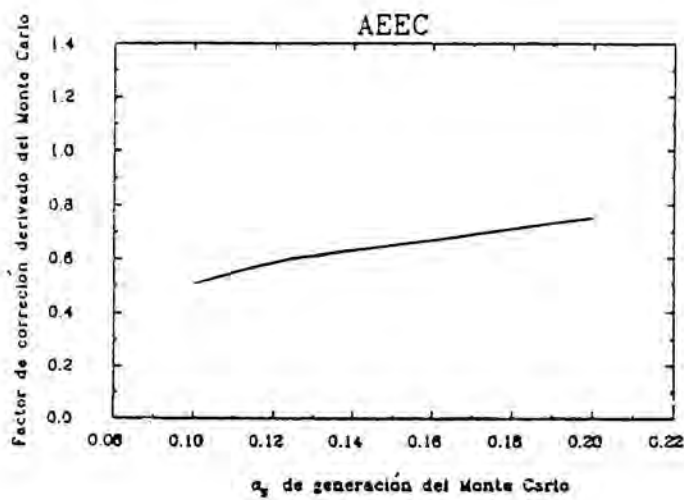


Fig. A1.1
Variación de los factores de corrección con α_5

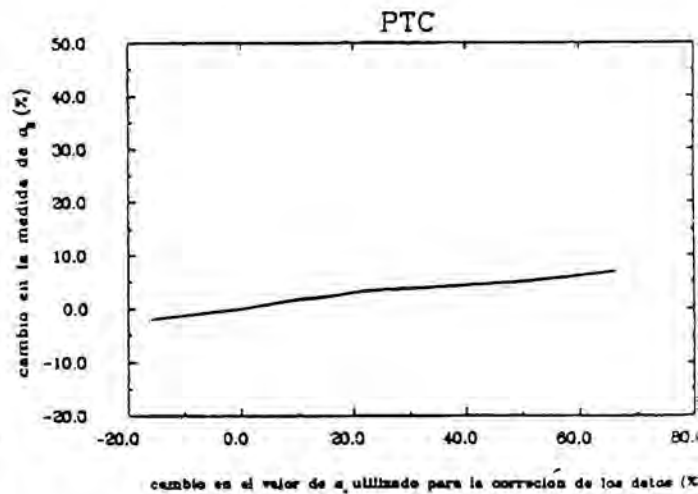
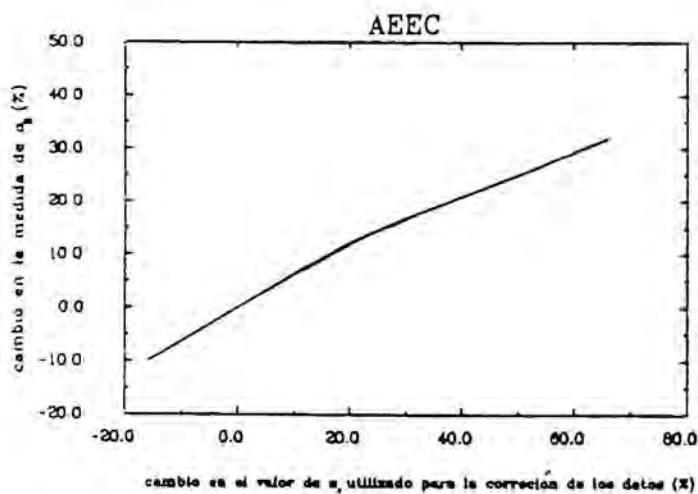


Fig. A1.2
error en % que se comete al medir α_5 cuando los datos son corregidos por una α_5 errónea

Apéndice 2

Estudio de las correcciones $O(\alpha_S^2)$ para el proceso $q\bar{q}g$

En las figuras A2.1 pueden verse los valores de α_S medidos por diversos experimentos para los modelos de fragmentación de Field-Feynman (o modelo independiente) y el modelo de Lund a $\sqrt{s} = 35$ GeV (segun las referencias A2.1 hasta A2.11). El acuerdo entre ellos es muy pobre y parte de este desacuerdo debe buscarse en las correcciones de segundo orden.

Como ya se ha mencionado con anterioridad, las distintas aproximaciones que se han utilizado para calcular esta corrección a la sección eficaz de $q\bar{q}g$, han llevado a resultados muy dispares entre los grupos experimentales. Estas conclusiones han sido recientemente confirmadas por PLUTO (ref A2.8) y TASSO (ref A2.10) cuyos datos han sido analizados utilizando los cálculos exactos de la referencia 5.4, obteniendo resultados que son compatibles con los nuestros.

Existen diversos cálculos para tales correcciones (ref 1.12, 1.13, 1.14, 1.15). Aquí compararemos las correcciones obtenidas y utilizadas en nuestro grupo con las de FSSK y las analíticas para el esquema "direct dressing" de Gottschalk.

Escribiendo la sección eficaz parcial del proceso $q\bar{q}g$ como

$$\frac{1}{\sigma_0} \frac{d\sigma}{dx_q dx_{\bar{q}}} = A \frac{\alpha_S}{\pi} \left(1 + B \frac{\alpha_S}{\pi} \right)$$

en las figuras A2.2 pueden verse $|B_i - B_{ERT+res}|$ donde $i=1,2$ se refiere a los cálculos de las referencias 1.13 y 1.15 respectivamente, y "ERT+res" se refiere al cálculo que nosotros hemos utilizado, y que recordemos es el cálculo de ERT más el criterio de resolución.

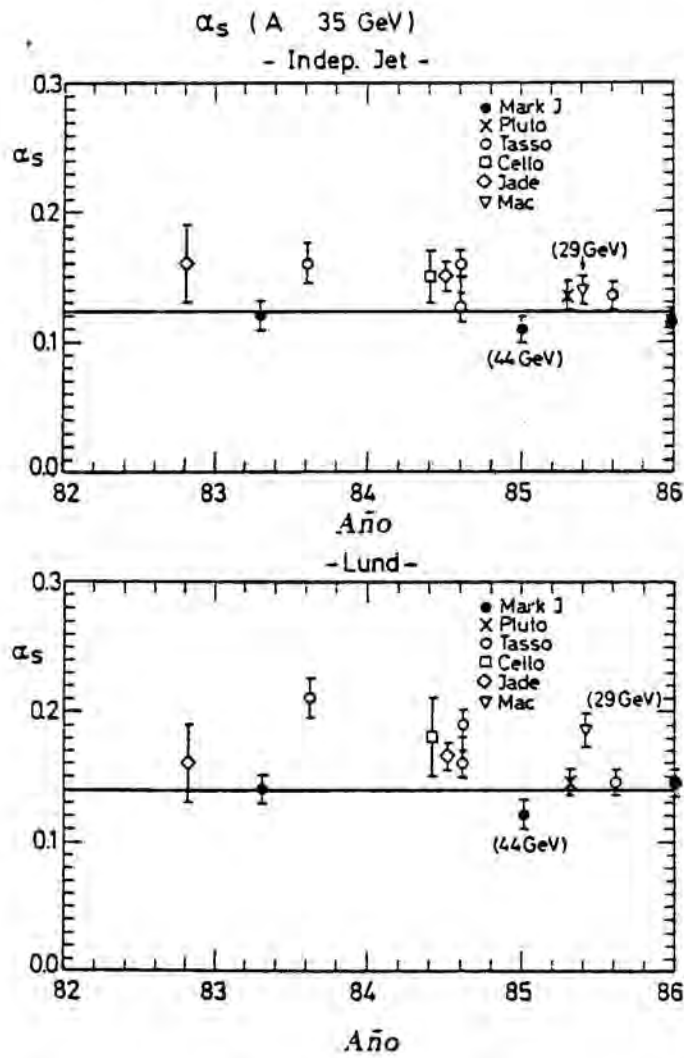


Fig. A2.1
Valores de α_s obtenidos por distintos experimentos
a la energía de 35 GeV

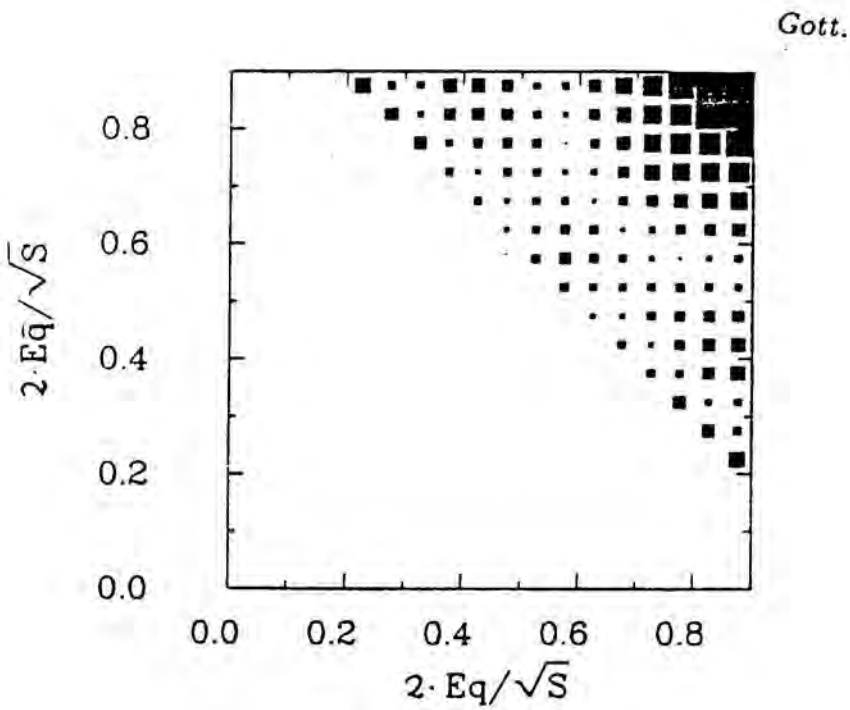
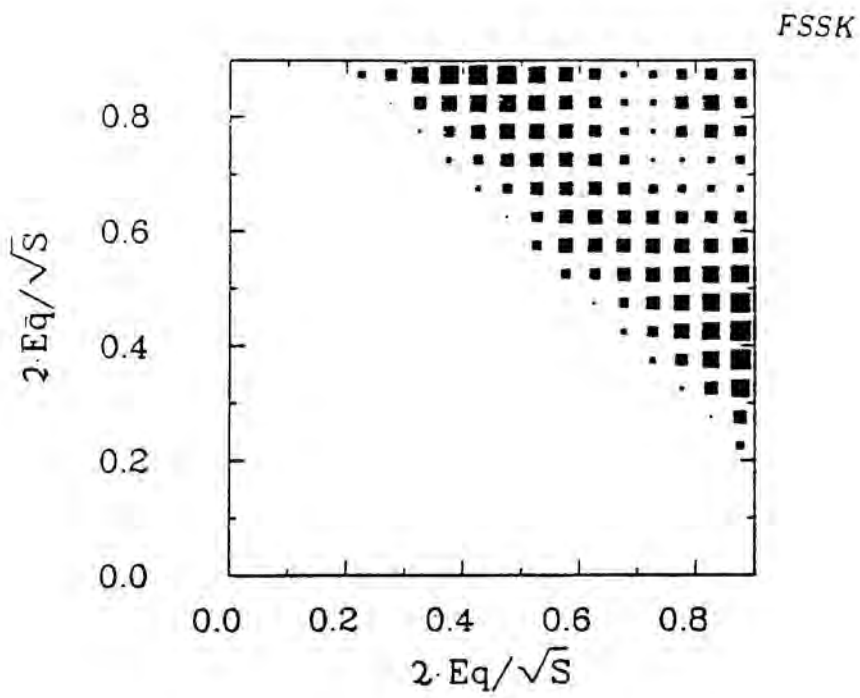


Fig. A 2.2
 Comparación entre distintos cálculos de las
 correcciones $O(\alpha_s^2)$ para el proceso $q\bar{q}g$

Aunque no hay acuerdo entre los distintos resultados, hay que mencionar que las posibles diferencias en la región donde los sucesos $q\bar{q}g$ son parecidos a los sucesos $q\bar{q}$ (región donde E_q y $E_{\bar{q}} \approx .5\sqrt{s}$) no cambiarán notablemente los resultados del ajuste pues es ésta la región que se elimina con los cortes en $|\cos \kappa| > .72$. Como puede verse, nuestro cálculo se aproxima más al resultado de Gottschalk en la región de interés, mientras que difiere bastante de los cálculos de FSSK.

En la Tabla A2.3 se presenta la relación que existe entre los valores de α_S que se obtienen utilizando los distintos cálculos mencionados ($FSSK(\epsilon)$ significa que se ha usado FSSK con el criterio de resolución Serman-Weinberg y $FSSK(y)$ significa que se ha utilizado el criterio en masa invariante). Como puede observarse, cuando utilizamos Gottschalk el resultado que se obtiene difiere sólo en un 4% con el nuestro.

$\alpha_{FSSK(y)} = 1.15\alpha_{ERT+res}$
$\alpha_{FSSK(\epsilon)} = 1.22\alpha_{ERT+res}$
$\alpha_{Gott} = 1.04\alpha_{ERT+res}$

Tabla A2.3

Relación entre α_S al utilizar distintos cálculos para el $O(\alpha_S^2)$ de $q\bar{q}g$

En la tabla A2.4 se presentan los valores medidos para α_S a 35 GeV utilizando las AEEC (ref A2.2, A2.4, A2.5, A2.6, A2.8) junto con el cálculo de segundo orden que ha sido usado para efectuar tal medida (AB refiere a los cálculos de la referencia 5.4).

Grupo	Fecha	QCD	$\alpha_S(Lund)$	$\alpha_S(FF)$
MARK-J	May'83	ERT(ϵ)	.14	.12
CELLO	Abr'84	FSSK(y)	.19	.15,.12
JADE	Jun'84	FSSK(y)	.165	.14,.11
TASSO	Jun'84	ERT(ϵ)	.159	.127,.117
TASSO	Jun'84	FSSK(ϵ)	.19	.16,.14
PLUTO	Jun'85	AB(ϵ)	.145	.136

Tabla A2.4

Valores de α_S a 35 GeV medidos por distintos experimentos

Apéndice 3

Comparación con otros experimentos

En este apéndice se presentan nuestros datos corregidos y se comparan con las predicciones MC y con datos de otros experimentos.

En las figuras A3.1 y A3.2 se presentan los datos corregidos para las AEEC y las PTC, a distintas energías, comparados con las predicciones para nuestros Monte Carlo de Alí y de Lund con $\Lambda_{\overline{MS}} = 100$ MeV. En la tabla A3.3 se dan los valores de la asimetría corregida para $\sqrt{s} = 35$ GeV.

En la figura A3.4 se compara nuestra medida para las AEEC con las de JADE, PLUTO y MAC segun las referencias A2.5, A2.8 y A2.9 . El acuerdo entre los distintos experimentos es bastante bueno en la región $\cos \kappa \rightarrow 0$ (recordemos que esta región es la relevante para la medida de α_S), pero presenta serias discrepancias a valores menores de $\cos \kappa$. Las diferencias en tanto por ciento entre las distintas asimetrías para $\cos \kappa \rightarrow 0$, deben traducirse directamente en diferencias en los valores medidos de α_S del mismo orden. He aquí otra fuente de discrepancia distinta de la procedente del distinto tratamiento dado a las correcciones de segundo orden y que debe tener su origen en la forma de corregir los datos.

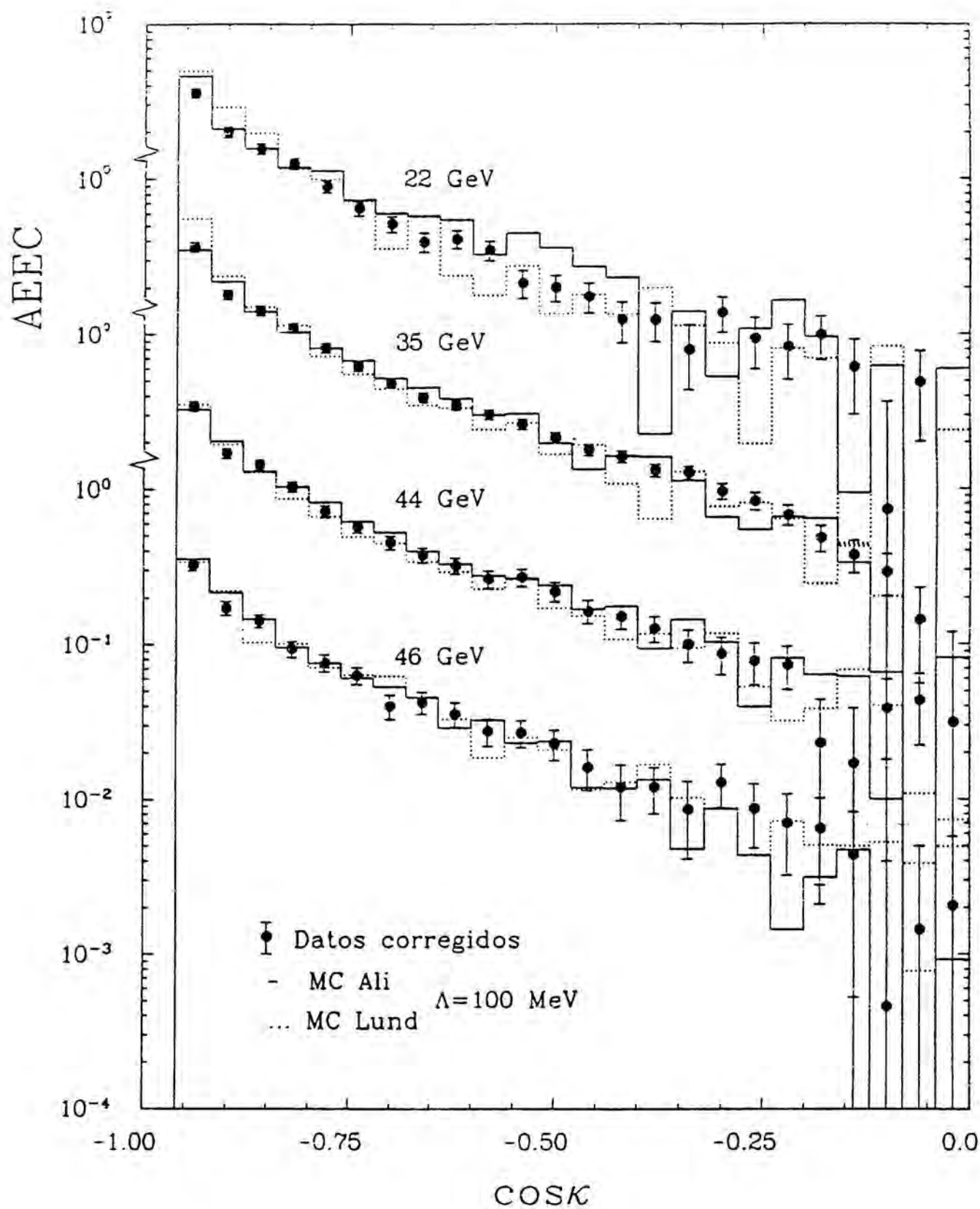


Fig. A3.1

Comparación de nuestros datos corregidos para las AEEC con la predicción MC

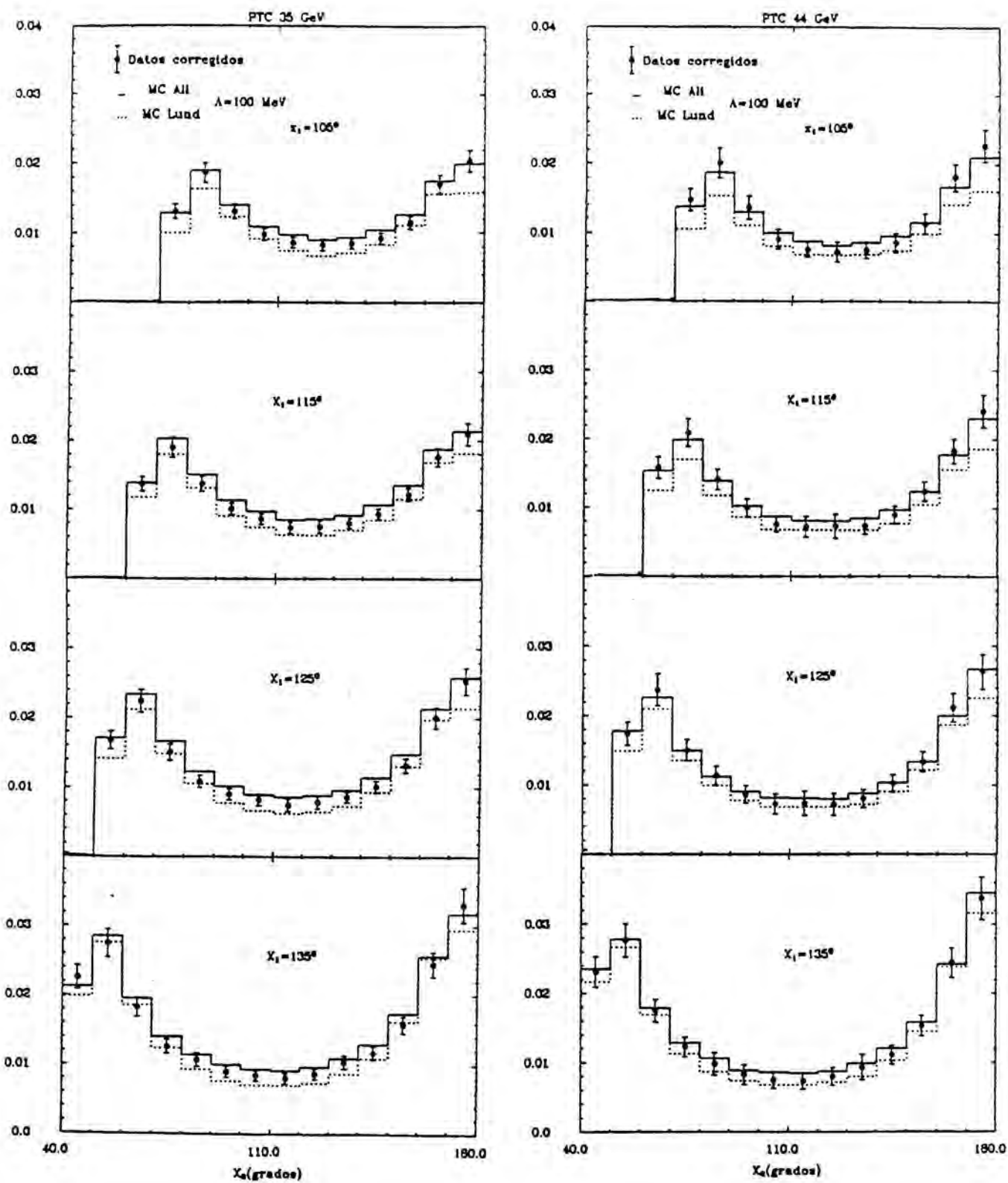


Fig. A3.2

Comparación de nuestros datos corregidos para las PTC con la predicción MC

$\cos \kappa$	$AEEC(\cos \kappa)$	$\Delta AEEC(\cos \kappa)$
-.98	-1.393	.0847
-.94	0.3661	.0225
-.90	0.1808	.0114
-.86	0.1419	.0089
-.82	0.1095	.0069
-.78	0.0811	.0052
-.74	0.0615	.0041
-.70	0.0481	.0033
-.66	0.0384	.0027
-.62	0.0343	.0025
-.58	0.0299	.0022
-.54	0.0259	.0019
-.50	0.0211	.0017
-.46	0.0176	.0015
-.42	0.0159	.0014
-.38	0.0130	.0013
-.34	0.0125	.0012
-.30	0.0095	.0011
-.26	0.0082	.0010
-.22	0.0067	.0009
-.18	0.0048	.0009
-.14	0.0037	.0009
-.10	0.0029	.0009
-.06	0.0014	.0009
-.02	0.0003	.0009

Tabla A3.3
Valores de $AEEC(\cos \kappa)$ para los datos corregidos a 35 GeV

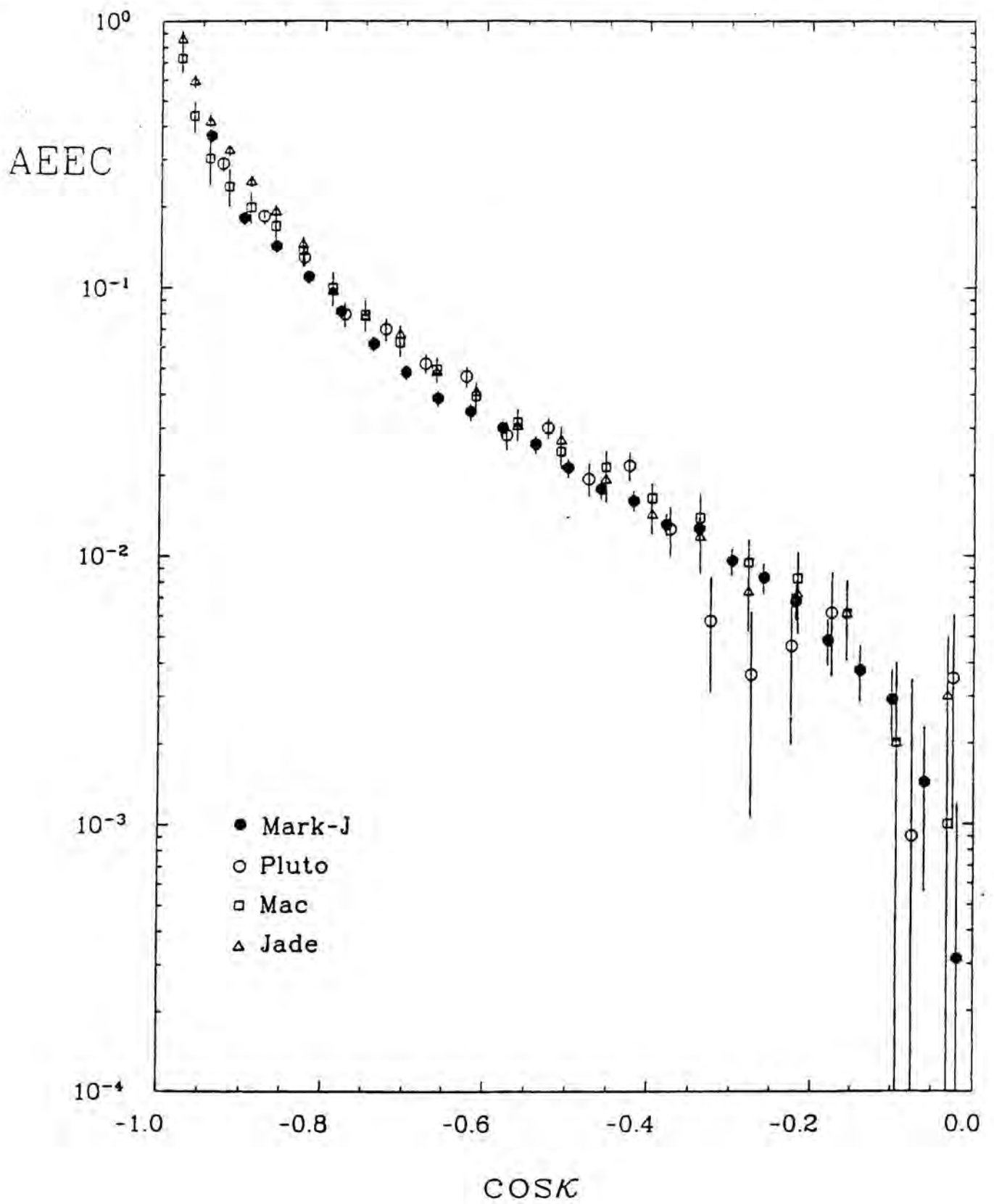


Fig. A3.4

Comparación de las AEEC corregidas entre distintos experimentos

Referencias

- 1.1. M. Gell-Mann, *Proceedings of the International Conference on High Energy Nuclear Physics, Geneva 1962*, p. 805; R. Behrends, J. Dreitlein, C. Fronsdal and W. Lee, *Rev. Mod. Phys.* 34 (1962), p. 1; S.L. Glashow and J.L. Sakurai, *Nuovo Cimento* 25 (1962), p. 337.
- 1.2. V.E. Barnes et al., *Phys. Rev. Lett.* 12 (1964), p. 204.
- 1.3. M. Gell-Mann, *Phys. Lett.* 8 (1964), p. 214.
- 1.4. G. Zweig, CERN TH 401 (1964); CERN TH 412 (1964).
- 1.5. E.D. Bloom et al., *Phys. Rev. Lett.* 23 (1969), p. 930; J.I. Friedman and H.W. Kendall, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* 22 (1972), p. 203.
- 1.6. O.W. Greenberg, *Phys. Rev. Lett.* 13 (1964), p. 598.
- 1.7. H. Fritzsch and M. Gell-Mann, *Proc. 16th Int. Conf. on High Energy Physics Chicago-Bratislava CNAL, Batavia, vol 2 (1972)*, p. 135; H. Fritzsch et al., *Phys Lett.* 47B (1973), p. 365.
- 1.8. C.N. Yang y R.L. Mills, *Phys. Rev.* 96 (1954), p. 191.
- 1.9. G.'t Hooft, *Nucl. Phys.* B33 (1971), p. 173; *Nucl. Phys.* B35 (1971), p. 167.
- 1.10. T. Appelquist and H. Georgi, *Phys. Rev.* D8 (1973), p. 4000.
- 1.11. D.P. Barber et al., *Phys. Rev. Lett.* 43 (1979), p. 830; R. Brandelik et al., *Phys. Lett.* 86B (1979), p. 243; CH. Bergel et al., *Phys. Lett.* 86B (1979), p. 418; W. Bartel et al., *Phys. Lett.* 91B (1980), p. 142.
- 1.12. R.K. Ellis, D.A. Ross and A.G. Terrano (ERT), *Phys. Rev. Lett.* 45 (1980), p. 1226; *Nucl. Phys.* B178 (1981), p. 421.
- 1.13. K. Fabricius, I. Schmitt, G. Schierholz and G. Kramer (FSSK), *Phys. Lett.* 97B (1980), p. 431.
- 1.14. J.A.M. Vermaseren, K.J.F. Gaemers and S.J. Oldham (VGO), *Nucl. Phys.* B187 (1981), p. 301.
- 1.15. T.D. Gottschalk and M.P. Schatz, CALT-68-1173(1985); CALT-68-1199(1985).
- 1.16. R.Y. Zhu, Ph. D. Thesis Massachusetts Institute of Technology, 1983.
- 1.17. A. Ali et al., *Z. Physik C1* (1979), p. 203; DESY 79-86 (1979); *Nucl. Phys.* B168 (1979), p. 490; *Phys. Lett.* 83B (1979), p. 375; *Phys. Lett.* 93B (1980), p. 155.

- 1.18. R.D. Field and P. Feynman, *Nucl. Phys. B*136 (1978), p. 1.
- 1.19. B. Andersson, G. Gustafson, and C. Peterson, *Z. Physik C*1 (1979), p. 105; *Z. Physik C*3 (1980), p. 223; B. Andersson, G. Gustafson, and T. Sjöstrand, *Z. Physik C*6 (1980), p. 235.
- 1.20. R.B. Clare, Ph. D. Thesis Massachusetts Institute of Technology, 1982.
- 1.21. G. Altarelli and G. Parisi, *Nucl. Phys. B*126 (1979), p. 298.
- 2.1. G. Voss, *Petra Proposal, DESY, Hamburg* (1976); *DESY M-79-16* (1979).
- 2.2. The MARK-J collaboration, *Phys. Rev.* 63 (1980), p. 337; *Phys. Rev.* 109 (1984), p. 131.
- 3.1. F. A. Berends and R. Kleiss, *Nucl. Phys. B*177 (1981), p. 237; *Nucl. Phys. B*178 (1981), p. 141.
- 3.2. F.A. Berends, P.H. Daverveldt and R. Kleiss, *Nucl. Phys. B*253 (1985), p. 441.
- 4.1. MAC collaboration; E. Fernandez et al. *Phys. Rev. D*31 (1985), p. 1537.
 PLUTO collaboration; Ch. Berger et al., *Phys. Lett.* 81B (1979), 410; Ch. Berger et al., *Phys. Lett.* 86B (1979), 413 .
 JADE collaboration; W. Bartel et al., *Phys. Lett.* 160B, 337 (1985); W. Bartel et al., *Phys. Lett.* 129, 145 (1983) .
 CELLO collaboration; H.J. Behrend et al., *Phys. Lett.* 144B, 297 (1984); H.J. Behrend, *Proceedings Int. Conf. on high energy physics, Lissabon, 751* (1981); Private Communication .
 TASSO collaboration; M. Althoff et al., *Z.f. Phys. C* 22, 307 (1984); M. Althoff et al., *Phys. Lett.* 138 B, 441 (1984) .
- 4.2. The MARK-J collaboration, *Phys. Rev. Lett.* 55 (1985), p. 665.
- 4.3. The UA1 collaboration, Carlo Rubia, *Proceedings of Kyoto Conference* (1985).
- 4.4. The UA2 collaboration, L. Mapelli , *Proceedings of the 1985 St. Vicent Meeting on $p\bar{p}$ Collider Physics*.
- 5.1. C.L. Basham, L.S. Brown, S.D. Ellis and S.T. Love, *Phys. Rev. D*17 (1978), p. 2298; *Phys. Rev. Lett.* 41 (1978), p. 1585; *Phys. Rev. D*19 (1979), p. 2018.
- 5.2. F. Csikor, G. Pócsik and A. Tóth, *Phys. Rev. D*31 (1985), p. 1025.
 F. Csikor, G. Eszes, L. Garrido and G. Pócsik, *ITP-Budapest Report 432* (1985).

- 5.3. Z. Kuntz, *Phys. Lett.* 99B; *Phys. Lett.* 107B (1981), p. 123; A. Ali, *Phys. Lett.* 110B (1982), p. 67.
- 5.4. A. Ali and F. Barreiro, *Phys. Lett.* 118B (1982), p. 155; *Nucl. Phys.* B236 (1984), p. 269.
- 5.5. P.B. Mackenzie and G.P. Lepage, *Phys. Rev. Lett.* 47 (1981), p. 1244; S.J. Brodsky et al., *Phys. Rev.* D28 (1983), p. 228; P. Avery et al., *Phys. Rev. Lett.* 50 (1983), p. 807.
- 5.6. G. Altarelli, *Proceedings of the International Europhysics Conference on High Energy Physics(Bari) (1985)*.
- 5.7. D.W. Duke and R.G. Roberts, *Phys. Rep.* 120 (1985), p. 257.
- 6.1. S.D. Ellis, *Phys. Lett.* 117B (1982), p. 333.
- 6.2. D. Schlatter et al, *Phys. Rev. Lett.* 49 (1982), p. 521.
- A2.1. JADE collaboration, W. Bartel et al., *Phys. Lett.* 119B (1982), p. 239.
- A2.2. MARK-J collaboration, B. Adeva et al., *Phys. Rev. Lett.* 50 (1983), p. 2051.
- A2.3. TASSO collaboration, M. Althoff et al., *Z. Phys.* C22 (1983), p. 307.
- A2.4. CELLO collaboration, H. J. Behrend et al., *Phys. Lett.* 138B (1984), p. 311.
- A2.5. JADE collaboration, W. Bartel et al., *Z. Phys.* C25 (1984), p. 231.
- A2.6. TASSO collaboration, M. Althoff et al., *Z. Phys.* C26 (1984), p. 157.
- A2.7. MARK-J collaboration, B. Adeva et al., *Phys. Rev. Lett.* 54 (1985), p. 1750.
- A2.8. PLUTO collaboration, Ch. Berger et al., *Z. Phys.* C28 (1985), p. 365.
- A2.9. MAC collaboration, E. Fernandez et al., *Phys. Rev.* D31 (1985), p. 2724.
- A2.10. F. Barreiro, *Proceedings of the XVI Symposium on Multiparticle Dynamics, Tel Aviv; DESY 85-086 (1985)*.
- A2.11. MARK-J collaboration, B. Adeva et al., MIT technical report 148 (1986).