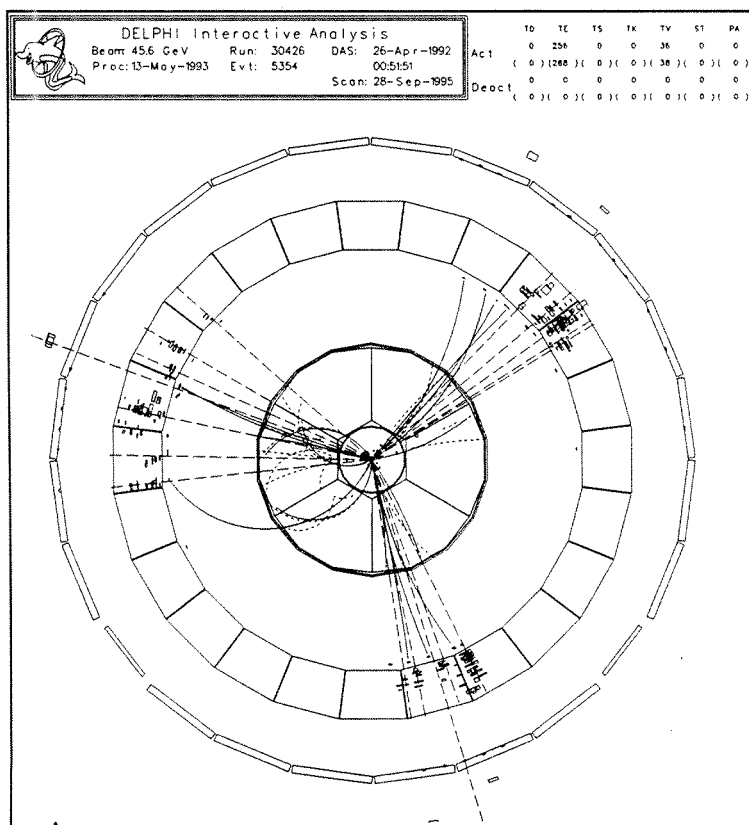


Estudi de la Dependència Energètica de les Diferències entre Jets de Quarks i Gluons Utilitzant el Detector DELPHI de LEP

Salvador Martí i García
Universitat de València (Estudi General)

6 Octubre 1995



En Juan Antonio Fuster Verdú, col·laborador científic del Consejo Superior de Investigaciones Científicas (C.S.I.C),

CERTIFICA:

que la present memòria "Estudi de la dependència energètica de les diferències entre jets de quark i gluó utilitzant el detector DELPHI de LEP" ha estat realitzada sota la meua direcció en l'Institut de Física Corpuscular (centre mixt Universitat de València-CSIC) per En Salvador Martí i García, i constitueix la seua tesi per a optar al grau de doctor en Física per la Universitat de València.

I, per a què conste, en compliment de la legislació vigent, signe el present certificat a Burjassot a 29 de juny de 1995.

Juan Antonio Fuster Verdú

A Sílvia

A ma mare, la meua germana i el meu germà

Agraïments

M'agradaria recordar a totes aquelles persones que m'han ajudat d'alguna manera o altra en la realització d'aquesta tesi. En especial a Juan Fuster, amic i responsable d'aquest treball. Ell ha sabut fer-me veure que la QCD, si bé forta, no és dura.

També vull agrair-li al Professor D. Antonio Ferrer haver confiat en mi i donar-me l'opurtinat de treballar en el grup d'Altes Energies de l'IFIC.

No puc oblidar-me de Jan Chrin, dels seues experts comentaris i ajuda constant.

I recordar als meus companys: Carlos i Juano amb els que més he col·laborat. A Antonio, Julio i José Angel, pel bon ambient que crearen en *La Rivièra*. A Eduardo i Sergio pels bons moments passats. A Juan Abel i Javier per ajudar-me en tot moment. I a tots els membres del grup d'Altes Energies per l'amistat que he trobat en tots ells, i al personal administratiu per les gestions realitzades.

Finalment a Marisé, per corregir pacientement el manuscrit original.

Resum

Esdeveniments hadrònics amb tres jets, produïts per la desintegració del bosó Z^0 i recollits pel detector DELPHI de LEP, han servit per a mesurar les diferències entre la fragmentació dels jets de quarks i gluons. La mostra de jets de gluons ha estat seleccionada en esdeveniments $b\bar{b}g$ on els jets del b han estat identificats amb un alt grau de puresa. La mostra no esbiaixada de jets de quark prové dels esdeveniments $q\bar{q}\gamma$, amb dos jets hadrònics més un fotó aïllat. Aquestes tècniques ens han permès comparar, per primera vegada, les propietats dels jets de quarks i gluons en funció de l'energia i amb les dades d'un mateix experiment.

El valor mitjà del quocient de multiplicitat carregada del jet de gluó sobre el quark ens dona:

$$1.232 \pm 0.026(\text{esta.}) \pm 0.018(\text{sist.})$$

on l'algoritme Durham ens ha servit per a reconstruir els jets. La fracció de jets de b en la mostra de quarks és de l'11%. A més, d'acord amb les prediccions de QCD, hem observat, amb un nivell de confiança de 3σ , que aquest quocient s'incrementa amb l'energia dels jets. Tanmateix hem observat que aquest quocient depén explícitament de l'algoritme utilitzat per a reconstruir els jets, motivat pel diferent tractament de les partícules emeses a diferents angles.

Hem comprovat que el flux d'energia i de partícules dels jets de quark, para més col·limats al voltant de l'eix del jet, que el corresponent a jets de gluó de la mateixa energia.

També hem estudiat l'efecte *string* en esdeveniments amb una configuració simètrica dels jets. El flux de partícules en la regió interjet $q\bar{q}$ dels esdeveniments $q\bar{q}g$ ha estat observat inferior al mateix flux en els esdeveniments $q\bar{q}\gamma$, i d'acord amb la predicció de QCD pertorbativa:

$$\frac{(N_{q\bar{q}})_{q\bar{q}g}}{(N_{q\bar{q}})_{q\bar{q}\gamma}} = 0.58 \pm 0.06(\text{esta.}+\text{sist.})$$

Amb els esdeveniments $q\bar{q}\gamma$, donant n -jets més un fotó aïllat, hem estudiat la multiplicitat carregada en l'anihilació $e^+e^- \rightarrow$ hadrons en funció de l'energia en centre de masses. Llavors, emprant càlculs a NLO, hem mesurat:

$$\alpha_s(M_Z) = 0.116 \pm 0.003(\text{stat.}) \pm 0.009(\text{sist.})$$

Abstract

Three jet events arising from decays of the Z^0 boson, collected by the DELPHI detector at LEP, were used to measure differences in the properties of quark and gluon jet fragmentation. Gluon jets were anti-tagged in $b\bar{b}g$ events, by identifying b quark jets with high purities. Unbiased quark jets came from events $q\bar{q}\gamma$ with two jets plus one photon. A comparison of quark and gluon jet properties in different energy ranges was performed for the first time and within the same detector. The average value of the ratio of the mean charged multiplicities of gluon and quark jets was measured to be

$$1.232 \pm 0.026(\text{sta.}) \pm 0.018(\text{sist.})$$

where the fraction of b-quark initiates jets was 11% and the Durham jet finding algorithm has been used for the selection of three jet events. In agreement with QCD an increase of this ratio with energy was observed at a 3σ level. A further dependence of this ratio related with the angular acceptance of the algorithm used to reconstruct jets was also measured.

Gluon jets have a broader energy and particle flow around its jet axis than quark jets of equivalent energy.

The string effect has been observed in fully symmetric three-jet events. The ratio R_γ of the charged particles flow in the $q\bar{q}$ inter-jet region of the $q\bar{q}g$ and $q\bar{q}\gamma$ samples was measured in agreement with the perturbative QCD expectation

$$\frac{(N_{q\bar{q}})_{q\bar{q}g}}{(N_{q\bar{q}})_{q\bar{q}\gamma}} = 0.058 \pm 0.06(\text{stat.}+\text{sist.})$$

The dependence of the mean charged multiplicity on the hadronic center-of-mass energy was analysed in photon plus n -jet events. A value for $\alpha_s(M_Z)$ has been determined from these data using a QCD prediction which includes corrections at leading and next-to-leading order.

$$\alpha_s(M_Z) = 0.116 \pm 0.003(\text{stat.}) \pm 0.009(\text{sist.})$$

10/10/10

10/10/10

10/10/10

10/10/10

10/10/10

10/10/10

10/10/10

10/10/10

10/10/10

10/10/10

10/10/10

10/10/10

10/10/10

10/10/10

10/10/10

10/10/10

10/10/10

10/10/10

10/10/10

10/10/10

10/10/10

10/10/10

10/10/10

10/10/10

10/10/10

10/10/10

10/10/10

10/10/10

10/10/10

10/10/10

10/10/10

10/10/10

10/10/10

10/10/10

10/10/10

10/10/10

Índex

1	Introducció	1
2	Descripció del marc teòric	3
2.1	La matèria i les seues interaccions	3
2.2	La lagrangiana de QCD	5
2.2.1	Regles de Feynman. Vèrtex d'interacció	7
2.2.2	Regularització i renormalització	10
2.2.3	Llibertat asimptòtica i confinament	12
2.2.4	El paràmetre Λ	13
2.2.5	El model de partons	14
2.3	QCD en $e^+e^- \rightarrow$ hadrons	15
2.3.1	LPHD: Dualitat local partó-hadró	15
2.3.2	La secció eficaç hadrònica total	17
2.3.3	Secció eficaç de producció de jets	19
2.3.4	L'efecte <i>string</i>	22
2.4	Models d'hadronització	29
2.5	Observables dels esdeveniments hadrònics	33
2.5.1	Multiplicitat	33
2.5.2	<i>Rapidity</i> de les partícules	36
2.5.3	Esfericitat	37
2.5.4	<i>Thrust</i>	37
3	L'Accelerador LEP i el Detector DELPHI	39
3.1	L'accelerador LEP	39
3.2	El detector DELPHI	42
3.2.1	Detectors de traces	44
3.2.2	Calorímetres	47
3.2.3	Monitors de lluminositat	48

3.2.4	Cherenkov	50
3.2.5	Centelleadors	51
3.2.6	TOF	51
3.3	Efectes de detector	52
3.4	El programa DELSIM	53
3.5	El programa DELANA	54
3.6	El programa PJSANA	54
4	Fenomenologia de la física de jets	55
4.1	Breu història de la física de jets	55
4.1.1	Jets en processos e^+e^-	55
4.1.2	Jets en processos hadrònics	64
4.2	Esquemes de reconstrucció de jets	66
4.2.1	Classificació dels algoritmes de reconstrucció de jets	67
4.2.2	Algoritmes del tipus con	68
4.2.3	Algoritmes d'acumulació	69
4.2.4	Producció de jets	75
4.2.5	Efectes de l'hadronització	78
4.3	Alguns observables dels jets	84
4.3.1	Energia dels jets	86
4.3.2	La regla del triangle	86
4.3.3	Esfericitat dels jets	90
4.3.4	Partícules dins del jet	91
5	Selecció de la mostra	97
5.1	Selecció d'esdeveniments hadrònics	97
5.1.1	Selecció de partícules	97
5.1.2	Selecció d'esdeveniments hadrònics	102
5.2	Jets de gluó en esdeveniments $Z^0 \rightarrow q\bar{q}g$	104
5.2.1	Selecció dels esdeveniments $Z^0 \rightarrow q\bar{q}g$	104
5.2.2	Consideracions generals	107
5.2.3	Idees bàsiques per a la identificació de jets de quarks	108
5.3	Tècniques d'identificació	112
5.3.1	Identificació de muons	112
5.3.2	Identificació d'electrons	113
5.3.3	Vèrtex secundaris	115
5.4	Estimació de la puresa de la mostra i eficiència del mètode	117
5.4.1	Puresa	118

5.4.2	Eficiència	118
5.4.3	Solució per a JETSET	119
5.5	Identificació de jets generats per gluons	122
5.5.1	Ordenació energètica dels jets	123
5.5.2	Ordenació angular dels jets	126
5.5.3	Identificació de muons	127
5.5.4	Identificació d'electrons	130
5.5.5	Un vèrtex secundari (1vtx)	132
5.5.6	Dos vèrtex secundaris (2vtx)	138
5.6	Jets de quark en esdeveniments $Z^0 \rightarrow q\bar{q}\gamma$	141
5.6.1	Identificació de fotons	143
5.6.2	Selecció d'esdeveniments $Z^0 \rightarrow q\bar{q}\gamma$	144
5.6.3	Origen dels fotons	147
5.6.4	Espectre energètic dels jets de quark	149
5.6.5	Composició de sabors	150
6	Propietats dels jets de quark i gluó	153
6.1	Propietats estudiades dels jets	153
6.1.1	La multiplicitat	154
6.2	Propietats dels jets de gluons	159
6.2.1	Esfericitat del jet	160
6.2.2	<i>Rapidity</i>	160
6.2.3	L'efecte <i>String</i>	161
6.3	Propietats dels jets de quark	168
6.3.1	La multiplicitat	169
6.3.2	Esfericitat del jet	170
6.3.3	<i>Rapidity</i>	171
6.3.4	Efecte <i>string</i> amb fotons	172
7	Comparació entre jets de quarks i gluons	179
7.1	La multiplicitat	180
7.1.1	Ajust de les distribucions de multiplicitat dels jets de gluó: efectes de detector i puresa	180
7.1.2	Ajust de les distribucions de multiplicitat dels jets de quark: efectes de detector i puresa	183
7.2	Quocient de multiplicitats	185
7.3	Variables topològiques	191
7.3.1	<i>Rapidity</i>	194
7.3.2	Esfericitat	194

vi ÍNDEX

7.3.3	Forma del jet	194
7.4	L'efecte <i>String</i>	195
7.4.1	Configuració Y	196
8	El sistema $q\bar{q}$ en centre de masses	203
8.1	<i>Boost</i> al sistema centre de masses	203
8.2	Selecció d'esdeveniments $\gamma + n$ -jets	204
8.2.1	Puresa	205
8.2.2	Composició de sabors	207
8.3	La multiplicitat	207
8.3.1	Multiplicitat reconstruïda	208
8.3.2	Correcció dels efectes de detector i puresa	208
8.3.3	Multiplicitat corregida	209
8.4	Ajust de $\langle n_{ch} \rangle$. Extracció de α_s	211
8.4.1	Ajust de 20 a 80 GeV	212
8.4.2	Ajust de 20 a 91.2 GeV	213
9	Conclusions	217
A	Secció eficaç de tres jets	219
B	Probabilitat de vèrtex secundaris	225
C	Mètode d'ajust de les distribucions de multiplicitat	235
	Bibliografia	257

Introducció

L'anell de col·lisions LEP (*Large Electron Positron collider*) ha estat una eina efectiva per a la comprovació dels paràmetres fonamentals del Model Estàndar, sobretot de la interacció electro-feble, EW (*Electroweak interaction*, vegeu per exemple [ADLO93]).

Al mateix temps, ens ha servit per aprofundir el nostre coneixement de la teoria de la interacció forta, QCD, Cromo Dinàmica Quàntica (*Quantum Chromodynamics*). S'ha pogut mesurar la constant d'acoblament α_s , amb relativa precisió $\sim 5\%$ (per exemple [Fus94, Bet94]). També s'ha comprovat la universalitat de QCD per als diferents sabors possibles de quarks (per exemple [L3 91, OPA93, DEL93, ALE95b]) dins d'un marge d'error del 3%.

Des dels temps de PETRA, ja era sabut que els quarks eren fermions (per exemple [TAS84]) i que els gluons eren bosons (per exemple [PLU80]). Però aquestes partícules no són observables directament. Quarks i gluons es materialitzen en hadrons, els quals apareixen confinats, donant un flux de partícules i energia, anomenat jet. La física de jets s'ha revelat com un camp que permet fer copiosos tests de QCD. Per exemple, en LEP s'ha confirmat l'existència del triple vèrtex de gluons [ALE92, DEL93], d'acord amb QCD i gràcies a la capacitat d'interacció dels gluons entre ells, àdhuc en absència de quarks, ja que els gluons són portadors de càrrega de color.

A més, els factors de Casimir de QCD, ens prediuen un acoblament gluó-gluó ($C_A = 3$) més intens que el de quark-gluó ($C_F = 4/3$). Conseqüentment, els jets originats per quarks i gluons deuen exhibir diferències en la multiplicitat, espectre de les partícules i distribucions

angulars. L'Estudi d'aquests aspectes és l'objectiu del present treball.

En els experiments realitzats anteriorment, a energies en centre de masses inferiors a M_Z , s'han apuntat certes diferències entre els jets de quarks i gluons [JAD83, MAR85, TAS89, AMY89, CLE92, VEN93]. Però sols la gran estadística d'esdeveniments, juntament amb les tècniques d'identificació disponibles en LEP, ha possibilitat certificar diferències en la multiplicitat [OPA95a, ALE95a, DEL95a].

Les tècniques d'identificació de jets de gluó utilitzades en aquest treball es basen en els arguments que tot seguit desenvoluparem. Els gluons es materialitzen en $g \rightarrow q\bar{q}$, però en menys de l'1% dels casos ho fa donant quarks b [MN92]. Llavors, si en un esdeveniment de tres jets $b\bar{b}g$, identifiquem els dos jets generats pels b , podrem classificar el jet descartat com jet de gluó. Aleshores, busquem les empremtes característiques del b , com ara són: desintegracions semileptòniques i vèrtex secundaris. La mostra de jets de gluó pot atènyer $\sim 93\%$ de puresa. A més a més, aquestes tècniques de selecció permeten a la mostra de jets de gluons cobrir un rang energètic de 0 a $M_Z/2$ GeV. El fet d'utilitzar tècniques diferents d'identificació permet comprovar que la mostra seleccionada de jets de gluons no està esbiaixada.

Per altra banda, una mostra no esbiaixada de jets de quarks s'obté dels esdeveniments radiatius $q\bar{q}\gamma$, on el fotó substitueix al g , tot i preservant la mateixa cinemàtica. L'espectre energètic dels jets de quark té el mateix abast que els de la mostra de gluons. Per tant, ens ha estat possible comparar per primera vegada les propietats dels jets de quarks i gluons en funció de l'energia del jet i amb les dades d'un únic experiment.

Un altre test amb els esdeveniments $q\bar{q}\gamma$ és comprovar les prediccions de QCD per a l'efecte *string*. Aquest és un fenomen d'interferència entre els camps de color dels quarks i gluons d'un esdeveniment, de forma que quan la interferència és destructiva, apareix una supressió del flux de partícules en una determinada regió en l'espai, segons siga la configuració inicial de quarks i gluons.

Finalment, en els esdeveniments $q\bar{q}\gamma$ fem un *boost* al sistema de referència en centre de masses de la parella $q\bar{q}$. Llavors, un estudi de la multiplicitat hadrònica en processos d'anihilació e^+e^- , en funció de l'energia en centre de masses, ha estat possible i, a més, ens ha permès extraure la constant d'acoblament fort α_s .

2

Descripció del marc teòric

L'objectiu d'aquest capítol és introduir els conceptes teòrics bàsics en què s'ha fonamentat la idea i la motivació de l'anàlisi presentada en aquesta tesi.

2.1 La matèria i les seues interaccions

La matèria està composta fonamentalment per dos tipus de partícules: fermions (camps de matèria), i bosons, els responsables de les forces, i que són intercanviats entre els fermions. Les quatre forces que coneguem són: electromagnètica, responsable de l'estabilitat dels àtoms; feble, responsable d'algunes desintegracions nuclears; forta, de l'estabilitat del nuclis; i gravitatòria, responsable de les interaccions entre masses i, per exemple, de l'estabilitat del sistema solar.

Els fermions es divideixen en dos grans grups:

- tres famílies de leptons:

$$\begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \end{pmatrix}$$

- tres famílies de quarks:

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$$

Al mateix temps els camps bosònics són:

4 Descripció del marc teòric

- fotó (γ), per a la interacció electromagnètica.
- W^+ , W^- i Z^0 , per a la interacció feble.
- huit gluons portadors de color, de la interacció forta.
- gravitó, de la força gravitatòria.

De totes les partícules citades, sols el ν_τ i el gravitó encara no han estat observades experimentalment, si bé es postula la seua existència. En la taula 2.1, podem trobar una llista de les principals propietats dels quarks.

Taula 2.1: Llista dels quarks [PDG94].

nom (sabor)	símbol	càrrega unitats e	massa GeV/c^2
up	u	$+\frac{2}{3}$	~ 0.005
down	d	$-\frac{1}{3}$	~ 0.010
charm	c	$+\frac{2}{3}$	~ 0.200
strange	s	$-\frac{1}{3}$	~ 1.300
top	t	$+\frac{2}{3}$	$\sim 174.$
beauty	b	$-\frac{1}{3}$	~ 4.3

Invariància gauge

El concepte d'invariància gauge ens permet dir que les interaccions que coneixem són invariants sota transformacions locals de fase. Aquestes transformacions pertanyen a un grup de Lie que ens dona el grau de simetria de la interacció. En el cas de l'electromagnetisme, només tenim un grau de llibertat: la càrrega elèctrica. Els operadors d'aquesta simetria pertanyen al grup abelià $U(1)$.

La interacció forta ha d'estar descrita per un grup amb tres graus de llibertat, com esperem dels tres valors diferents que pot prendre la càrrega de color ($N_c = 3$), tal com evidenciava la desintegració del $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, la secció eficaç $e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}$, i els experiments de dispersió altament inelàstica. A més a més, els quarks lliures no els podem observar, sinó en estats confinats dins dels hadrons, on es troben quasi

lliures. Llavors, la teoria que descriu la interacció forta, ens ha de permetre formular una hipòtesi de confinament i una hipòtesi de llibertat asimptòtica que ens dirà que la interacció s'anul·la a distàncies curtes (intuït pel *scaling* de Bjorken). Tot açò ens ho proporcionen les teories de Yang-Mills [YM54]. Dos són els grups de simetria que satisfan aquests requeriments: $SO(3)$ i $SU(3)$. Però sols $SU(3)$ ens proporciona una representació complexa del seu triplet.

El model estàndard el podem descriure com una representació del següent grup de simetria: $U(1) \times SU(2) \times SU(3)$, on $U(1)$ descriu la interacció electromagnètica (QED, *Electrodinàmica Quàntica*), $SU(2)$ és el grup de simetria de la interacció feble i $SU(3)$, el de la interacció forta, o *Cromodinàmica Quàntica* (QCD).

2.2 La lagrangiana de QCD

En aquesta secció parlarem dels conceptes bàsics de QCD. El nostre objectiu està lluny de donar una descripció exhaustiva dels fonaments teòrics de QCD. Excel·lents treballs en aquest respecte es poden trobar en les referències [Ynd92, Mut87, Pic94, PT84, Esp95].

Comencem parlant, doncs, de la lagrangiana de QCD i després de les regles de Feynman que d'ella es dedueixen i que ens permeten fer càlculs a nivell pertorbatiu.

La lagrangiana de QCD la podem escriure com:

$$\mathcal{L}_{QCD} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^a F_a^{\mu\nu} + i \sum_{j=1}^{n_f} \bar{\psi}_j^\alpha \gamma^\mu D_{\mu\alpha\beta} \psi_j^\beta - \sum_{j=1}^{n_f} m_j \bar{\psi}_j^\alpha \psi_{j\alpha} \quad (2.1)$$

on ψ_j representa el *spinor* dels camps fermiònics (quarks) i n_f el nombre dels diferents tipus de quarks (sabors). L'índex a pren els valors $a=1,2,\dots,N^2-1$, essent N^2-1 el nombre de generadors del grup $SU(N)$.

El segon i tercer termes de $\mathcal{L}_{QCD}$ coincideixen amb la lagrangiana de fermions lliures. En el cas de masses dels quarks menyspreables, $m_j \approx 0$ el tercer terme es pot suprimir.

El primer és un terme purament cinemàtic dels camps de gauge A^a . Hi tenim:

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + g f^{abc} A_\mu^b A_\nu^c$$

on els A^a són els camps de gauge o gluons. Els f_{abc} són les constants d'estructura del grup de simetria, $SU(3)$ en el cas de QCD.

6 Descripció del marc teòric

La derivada covariant s'expressa com:

$$D_\mu = \partial_\mu - igT_\alpha^a A_\mu^a$$

on g és la constant d'acoblament entre quarks i gluons. Els T^a són els generadors del grup de simetria. Per a SU(3) estan relacionats amb les matrius de Gell-Mann (λ) per:

$$T^a = \frac{\lambda^a}{2}$$

i satisfan la següent relació de commutació:

$$[T^a, T^b] = if^{abc}T^c$$

Amb totes aquestes definicions, la transformació local de simetria $G(x) \in \text{SU}(3)$:

$$\begin{aligned}\psi(x) &\rightarrow G(x)\psi(x) \\ A_\mu^a(x) &\rightarrow G(x)A_\mu^a(x)G^{-1}(x) + \frac{i}{g}(\partial_\mu G(x))G^{-1}(x)\end{aligned}$$

ens assegura que:

$$G(x)D_\mu(x)\psi(x) \rightarrow D_\mu(x)G(x)\psi(x)$$

i, per tant, deixa $\mathcal{L}_{QCD}$ invariant.

Notem que un terme del tipus $m^2 A^\mu A_\mu$ en la lagrangiana no és possible ja que no és invariant gauge. Açò ens diu que els gluons són partícules de massa nul·la.

Termes $\mathcal{L}_{gauge}$ i $\mathcal{L}_{ghost}$

La lagrangiana de QCD tal com l'hem presentada en l'equació 2.1 necessita dues contribucions addicionals.

La primera és una contribució que ens fixe el gauge. En efecte totes les combinacions del tipus:

$$A_\mu^a \rightarrow A_\mu^a + f^{abc}\theta^b A_\mu^c - \frac{1}{g}\partial_\mu\theta^a$$

deixen invariant $\mathcal{L}_{QCD}$, amb θ^a essent paràmetres escalars. Aquesta ambigüitat és comuna a totes les teories amb bosons de gauge sense

massa, i apareix en quantitzar aquests els camps d'aquests bosons. Per tal d'eliminar la dificultat en la quantització, hem de suprimir eixe grau de llibertat imposant una condició addicional. Per exemple, el gauge covariant:

$$\partial^\mu \mathcal{A}_\mu^a = 0$$

Aleshores, afegim un terme a la lagrangiana que ens fixa el gauge:

$$\mathcal{L}_{gauge} = -\frac{1}{2\lambda}(\partial^\mu \mathcal{A}_\mu^a)^2$$

La segona contribució té la forma:

$$\mathcal{L}_{ghost} = \partial_\mu \eta^{a\dagger} (D_{ab}^\mu \eta^b)$$

on η^a és un camp escalar complex, obeint l'estadística de Fermi. Aquest terme és necessari en el càlcul de diagrames d'interacció entre bosons.

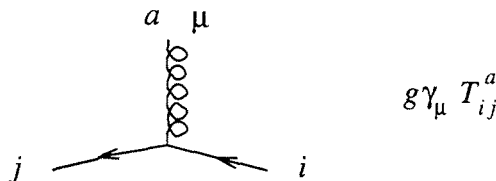
Amb aquestes consideracions, podem escriure la lagrangiana de QCD com:

$$\mathcal{L}_{QCD} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^a F_{\mu\nu}^a + \mathcal{L}_{gauge} + \mathcal{L}_{ghost} + i \sum_{j=1}^{n_f} \bar{\psi}_j^\alpha \gamma^\mu D_{\mu\alpha\beta} \psi_j^\beta - \sum_{j=1}^{n_f} m_j \bar{\psi}_j^\alpha \psi_{j\alpha} \quad (2.2)$$

2.2.1 Regles de Feynman. Vèrtex d'interacció

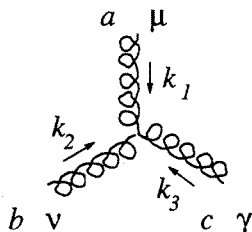
De la lagrangiana $\mathcal{L}_{QCD}$ (equació 2.2) es poden deduir les regles de Feynman per a QCD: propagadors i vèrtex d'interacció. Nosaltres ens concentrem sols en els vèrtex entre quarks i gluons de QCD per la seua importància per a la nostra anàlisi.

- quark-gluó: aquest és l'equivalent al vèrtex electró-fotó de QED. Però ara hem d'afegir-hi les càrregues de color dels quarks i gluons. L'origen d'aquest vèrtex és el terme $\bar{\psi} \gamma^\mu T_{ij}^a A_\mu \psi$ de la lagrangiana.



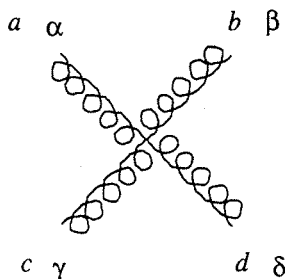
8 Descripció del marc teòric

- Triple vèrtex de gluons: Aquest és degut al caràcter no abelià de QCD i no té equivalent en QED. L'origen el té en el terme de la lagrangiana $F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu}$ d'ordre g . En la notació utilitzem g per a la constant d'acoblament i $g_{\mu\nu}$ per als elements de matriu de la mètrica de Minkowski.



$$-ig f^{abc} [g^{\mu\nu} (k_1 - k_2)^\gamma + g^{\nu\gamma} (k_2 - k_3)^\mu + g^{\gamma\mu} (k_3 - k_1)^\nu]$$

- Quàdruple vèrtex de gluons: aquest també és degut al caràcter no abelià de QCD i tampoc té equivalent en QED. És originat pel terme de la lagrangiana $F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu}$ d'ordre g^2 .



$$-ig^2 [f^{xac} f^{xbd} (g_{\alpha\beta} g_{\gamma\delta} - g_{\alpha\delta} g_{\beta\gamma}) + f^{xad} f^{xbc} (g_{\alpha\beta} g_{\gamma\delta} - g_{\alpha\gamma} g_{\beta\delta}) + f^{xab} f^{xcd} (g_{\alpha\gamma} g_{\beta\delta} - g_{\alpha\delta} g_{\beta\gamma})]$$

Aleshores, els diagrames a nivell arbre, intervenint en el procés: $q\bar{q} \rightarrow gg$ són els tres presentats en la figura 2.1. El tercer diagrama no és possible en processos de QED.

La constant d'acoblament α_s

Per qüestions de conveni, d'ara endavant prendrem la constant d'acoblament de QCD com $\alpha_s = g^2/4\pi$.

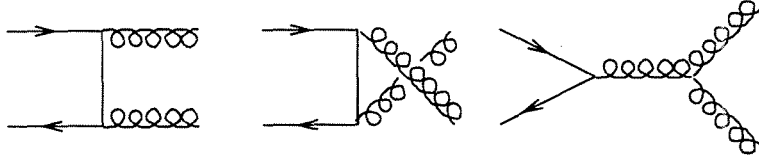


Figura 2.1: Diagrames de Feynman per al procés: $q\bar{q} \rightarrow gg$.

Factors de color

Per a un grup $SU(N)$ arbitrari es defineixen els següents invariants: C_F , C_A i T_F amb les següents relacions algèbriques entre els seus generadors T^a , $a = 1, 2, \dots, N^2 - 1$

$$\begin{aligned}\delta_{ik} C_F &= (\sum_a T^a T^a)_{ik} = \sum_{k,l} T_{ik}^a T_{lk}^a = \delta_{ik} \frac{N^2 - 1}{2N} \\ \delta_{ab} C_A &= \sum_{a,c} T_{bc}^a T_{cd}^a = \sum_{c,c'} f^{acc'} f^{bcc'} = \delta_{ab} N \\ \delta_{ab} T_F &= \text{Tr}(T^a T^b) = \sum_{k,i} T_{ik}^a T_{ki}^b\end{aligned}$$

En $SU(3)$ obtenim:

$$C_F = \frac{4}{3} \quad C_A = 3 \quad T_F = \frac{1}{2}$$

Aquests factors de color apareixen en la producció dels estats hadrònics (vegeu la figura 2.2):

$$\left| \begin{array}{c} \text{Diagram 1} \end{array} \right|^2 \sim N_c \quad \left| \begin{array}{c} \text{Diagram 2} \end{array} \right|^2 \sim \alpha_s \times N_c \times C_F$$

Figura 2.2: A l'esquerra: $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$, la secció eficaç és proporcional al nombre de colors. A la dreta: $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$, la secció eficaç és proporcional a α_s i C_F , que ens dóna la relació entre càrregues de color dels quarks i del gluó radiat.

Intuïtivament, les diferències en la radiació dels gluons i dels quarks vénen donades per aquests factors de color (figura 2.3), de manera que

la probabilitat de radiació d'un gluó sobre la d'un quark val: $(C_A + \kappa \cdot n_f T_F)/C_F \approx C_A/C_F$, on n_f és el nombre de sabors de quark, i κ és un factor de supressió ($\sim 10\%$) dels processos $g \rightarrow q\bar{q}$.

$$\left| \begin{array}{c} \diagup \\ | \\ \diagdown \end{array} \right|^2 \sim \alpha_s \times C_F$$

$$\left| \begin{array}{c} \text{gluon line} \\ \diagup \\ \diagdown \end{array} \right|^2 \sim \alpha_s \times C_A$$

$$\left| \begin{array}{c} \text{gluon line} \\ \diagup \quad \diagdown \end{array} \right|^2 \sim \alpha_s \times T_F$$

Figura 2.3: Dalt: la probabilitat de *bremsstrahlung* d'un gluó per part d'un quark és proporcional a C_F . Al mig: la probabilitat de *bremsstrahlung* d'un gluó per part d'un gluó és proporcional a C_A . Baix: la matèritització d'un gluó en una parella $q\bar{q}$ és proporcional a T_F .

2.2.2 Regularització i renormalització

Quan utilitzem les regles de Feynman per a calcular diagrames que contenen *loops* ens trobem amb divergències ultravioleta. Aquestes divergències estan generades per termes infinits que apareixen en integrar els moments que circulen pels *loops* (vegeu la figura 2.4).

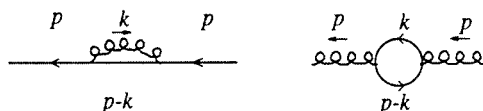


Figura 2.4: Diagrames d'un *loop* per a l'autoenergia d'un quark i gluó.

Aquestes divergències no són físiques. A causa del caràcter renormalitzable de QCD, les podem absorbir ordre a ordre en els càlculs pertorbatius. El procediment pel qual es parametritzen les integrals divergents s'anomena *regularització*.

La regularització és un artifici matemàtic que no té cap conseqüència sobre la física del procés particular que s'estudie. Llavors no existeix un únic mètode, sinó una varietat de procediments: Pauli-Villars, analític, *lattice*, *cut-off*, dimensional, etc.

Regularització dimensional

En la regularització dimensional es canvien les dimensions espacials de les integrals divergents de 4 ($d^4k/(2\pi)^4$) a $D = 4 + 2\varepsilon$ dimensions ($d^Dk/(2\pi)^D$), mantenint $g_{\mu\nu}g^{\nu\mu} = D$. Quan $\varepsilon \rightarrow 0$ recuperem les quatre dimensions. Al mateix temps, les divergències en les integrals apareixen ara com termes $1/\varepsilon$.

Una dificultat addicional la presenta el fet que en canviar les dimensions de l'espai, la constant d'acoblament g adquireix dimensions:

$$\dim[g] = E^{2-D/2}$$

Aleshores, hem d'introduir una escala d'energia, μ , i redefinir la constant d'acoblament, de forma que s'absorbisquen les dimensions:

$$g = g_0\mu^\varepsilon$$

L'escala d'energia μ és un paràmetre arbitrari del qual no pot dependre la física. En principi no hi ha cap motiu per a fixar un valor de μ i es pot prendre qualsevol. Si canvien el valor de μ , al mateix temps hem de redefinir la resta de paràmetres renormalitzats per què els resultats siguin idèntics. Normalment, prendrem un valor per a μ equivalent a l'energia típica del procés en qüestió definint així l'escala típica del procés.

La funció β

La dependència de α_s amb l'escala està regulada per la funció β definida per l'equació del grup de renormalització (RGE):

$$\frac{\partial \alpha_s(\mu)}{\partial \ln \mu^2} = \mu^2 \frac{\partial \alpha_s(\mu)}{\partial \mu^2} = \beta(\alpha_s(\mu)) \quad (2.3)$$

Desenvolupant β en sèrie de potències de α_s :

$$\beta(\alpha_s) = -b\alpha_s^2(1 + b'\alpha_s + \mathcal{O}(\alpha_s^2))$$

on els coeficients b i b' vénen donats per:

$$b = \frac{11C_A - 2n_f}{12\pi} \quad b' = \frac{17C_A^2 - 5C_An_f - 3C_Fn_f}{2\pi(3C_A - 2n_f)}$$

essent n_f el nombre de sabors actius de quark.

Si fem càlculs pertorbatius prenent només el primer terme (*leading order*, LO) de $\beta = -b\alpha_s^2$, l'equació 2.3 esdevé:

$$\frac{\partial \alpha_s(\mu)}{\partial \ln \mu^2} = -b\alpha_s^2(\mu)$$

i, resolvent aquesta equació diferencial, obtenim:

$$\alpha_s(\mu) = \frac{\alpha_s(\mu_0)}{1 + b\alpha_s(\mu_0) \ln(\mu^2/\mu_0^2)} \quad (2.4)$$

per tant, coneguda α_s a primer ordre en teoria de pertorbacions, i a una escala d'energia μ_0 , es pot calcular a una altra escala d'energia μ .

2.2.3 Llibertat asimptòtica i confinament

Els conceptes de llibertat asimptòtica i confinament estan implícits en l'equació 2.4.

Efectivament, per a un procés on la transferència típica de moment és $\mu > \mu_0$, de l'equació 2.4 veiem que: $\alpha_s(\mu) < \alpha_s(\mu_0)$. En el cas que $\mu \rightarrow +\infty \Rightarrow \alpha_s \rightarrow 0$ (figura 2.5). És a dir, la constant d'acoblament es fa nul·la a distàncies curtes o per a grans transferències de moment. Per tant, els partons es comporten com partícules quasillieres.

Contràriament, quan el procés ocorre amb una transferència típica de moment menuda ($\mu \rightarrow 0$), és a dir a grans distàncies, la constant d'acoblament es fa molt gran i per tant la intensitat de la interacció també. Així, els quarks lliures no es poden observar, sinó que es troben sempre confinats dins dels hadrons formant singlets de color. Queda una ambigüitat i és definir l'escala d'energia en la qual es produeix el confinament. Intuïtivament podem fer el següent raonament. Dins d'un protó, tenim confinats i en estat quasilliere tres quarks. Aleshores, per a longituds d'interacció per davall de $\lambda \sim 1\text{fm}$ (el radi clàssic del protó) els quarks es comportaran com partícules lliures. Com $\mu \sim 1/\lambda$ per a energies majors d'1 GeV (la massa aproximada del protó), per dalt d'eixa energia, la constant d'acoblament α_s esdevindrà petita, i els càlculs pertorbatius tindran sentit.

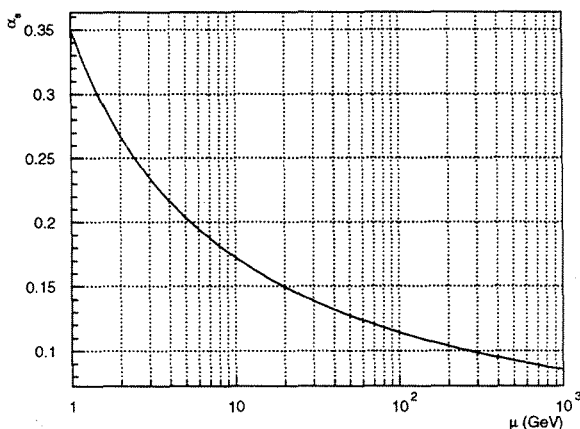


Figura 2.5: α_s a primer ordre en funció de l'energia típica del procés. Veiem com es fa molt gran quan la transferència de moment és menuda (confinament) i decreix amb l'energia (llibertat asimptòtica).

2.2.4 El paràmetre Λ

Els càlculs de QCD pertorbativa ens diuen com varia α_s amb l'escala μ (equació 2.4), però no ens donen el valor absolut. Aquest s'obté experimentalment. Llavors podem prendre com paràmetre fonamental de la teoria el valor de α_s a una escala d'energia arbitrària, per exemple M_Z . Un altra opció és introduir un nou paràmetre dimensionat, Λ , de forma que:

$$\ln \frac{\mu^2}{\Lambda^2} = - \int_{\alpha_s(\mu)}^{\infty} \frac{dx}{\beta(x)} = \int_{\alpha_s(\mu)}^{\infty} \frac{x}{bx^2(1+b'x+\dots)} \quad (2.5)$$

Amb aquesta definició, Λ representa l'escala d'energia a la qual α_s esdevé 1.

Utilitzant l'equació 2.5 a primer ordre (LO); $\beta = -b\alpha_s^2$, i resolent l'equació 2.3, obtenim la següent expressió per a α_s :

$$\alpha_s(\mu) = \frac{1}{b \ln(\mu^2/\Lambda^2)}$$

Amb els càlculs NLO (*next-to-leading-order*, és a dir, prenent els termes b i b' de la funció β) s'obté:

$$\frac{1}{\alpha_s(\mu)} + b' \ln \left(\frac{b' \alpha_s(\mu)}{1 + b' \alpha_s(\mu)} \right) = b \ln \left(\frac{\mu^2}{\Lambda^2} \right)$$

i desenvolupant en funció de potències de $\ln(\mu^2/\Lambda^2)$:

$$\alpha_s(\mu) = \frac{1}{b \ln(\mu^2/\Lambda^2)} \left[1 - \frac{b'}{b} \frac{\ln \ln(\mu^2/\Lambda^2)}{\ln(\mu^2/\Lambda^2)} + \dots \right] \quad (2.6)$$

El valor experimental mesurat per a $\Lambda = 195^{+80}_{-60}$ MeV [Bet94].

2.2.5 El model de partons

Els càlculs de QCD pertorbativa es realitzen amb partons (quarks i gluons). Com aquestes partícules romanen confinades dins dels hadrons, els processos entre quarks i gluons no poden ésser observats directament. Aleshores hom podria pensar que aquests càlculs són inservibles.

El model de partons consisteix en l'assumpció que, a distàncies curtes, els constituents dels hadrons es comporten com a partícules puntuals lliures ($E \gg 1$ GeV).

L'OPEP (*Operator-Product Expansion*) ens permet afirmar que els càlculs fets a nivell de partons tenen validesa en les observacions fetes a nivell d'hadrons.

De fet qualsevol observable, R , dels esdeveniments hadrònics, pot expressar-se en sèrie de potències de α_s :

$$R\left(\frac{s}{\mu^2}, \alpha_s\right) = R_0\left(\frac{s}{\mu^2}\right) + R_1\left(\frac{s}{\mu^2}\right)\alpha_s + R_2\left(\frac{s}{\mu^2}\right)\alpha_s^2 + \dots$$

essent $s = q^2$ i μ l'escala de renormalització. Si $\alpha_s \ll 1$ un desenvolupament fins cert ordre en teoria de pertorbacions sempre està justificat, puix els processos físics estan dominats per les interaccions a distàncies curtes. Ara bé, la part suprimida de la sèrie suposa una incertesa teòrica en R , que sempre s'ha de quantificar.

Les mesures experimentals es realitzen sobre processos físics reals, on la natura ja s'ha encarregat de "sumar" la sèrie completa.

2.3 QCD en $e^+e^- \rightarrow$ hadrons

Volem estudiar la producció hadrònica en esdeveniments d'anihilació e^+e^- a una energia en centre de masses $\sqrt{s} \sim M_Z$.

El procés de fragmentació dels quarks i gluons per a donar els hadrons estables que observem en el nostre detector, és un procés que no es pot calcular pertorbativament. Llavors, es converteix en un obstacle que limita el nostre coneixement de les prediccions de QCD en els estats hadrònics. Per **hadronització** entenem el procés que transforma els quarks i gluons de la QCD pertorbativa en hadrons.

La formació d'hadrons per anihilació $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ és un procés de quatre etapes (vegeu la figura 2.6):

- 1.- Anihilació e^+e^- i producció d'una parella $q\bar{q}$ via Z^0 o γ .
- 2.- Radiació de gluons de *bremstrahlung*, etapa on el q^2 típic ens permet aplicar càlculs de QCD pertorbativa. En aquesta etapa es formen unes cascades de partons seguint la direcció dels partons primaris.
- 3.- Hadronització dels quarks i gluons.
- 4.- Desintegracions dels hadrons no estables (π^0 , B , Ω ...) per via interacció electromagnètica o feble.

Els quarks i gluons es fragmenten radiant gluons addicionals. A la fi, tots es recombinen per a produir partícules singlets de color (els hadrons). Doncs bé, després de la fragmentació ens trobem amb certs fluxos d'energia i partícules orientats en la direcció dels partons primaris. Aquests fluxos els anomenem jets [SW77]. La gènesi dels jets es troba en la cascada de partons.

2.3.1 LPHD: Dualitat local partó-hadró

A més de l'energia del jet, E i el paràmetre Λ de QCD, en l'hadronització intervé un tercer paràmetre: Q_0 . Aquest paràmetre actua com una "massa efectiva" de cada partó.

L'elecció de Q_0 defineix la frontera entre les dues etapes bàsiques de la formació d'hadrons: la fase pertorbativa (pluja de partons) i la no pertorbativa (transició de partons a hadrons). Evidentement la física no

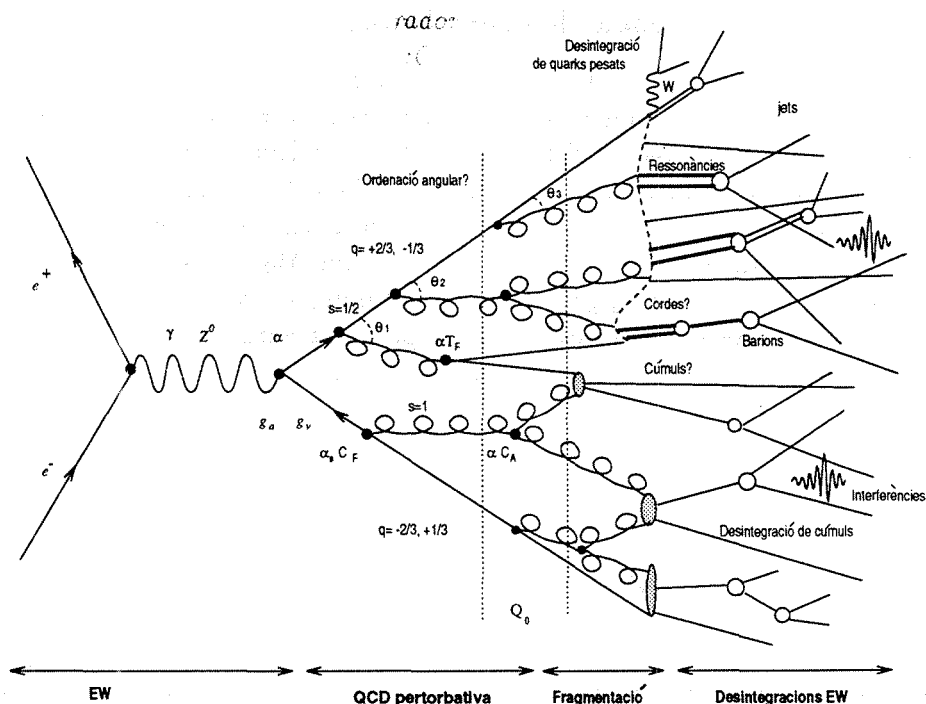


Figura 2.6: Esquema de les etapes d'un esdeveniment $e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}$

depén de cap valor de Q_0 que fixem per a fer els nostres càlculs pertorbatius. Dit així, "partons" i "hadrons" són dues formes complementàries de parlar.

Aquesta complementarietat, juntament amb la validesa dels càlculs pertorbatius, quan estudiem observables dels esdeveniments hadrònics (per exemple, la secció eficaç de jets), ens permet parlar d'una dualitat local partó-hadró (LPHD). Per tant, es pot assumir que el flux de números quàntics i altres magnituds a nivell de partons són iguals a nivell d'hadrons. Aleshores, la gènesi dels jets ens permet afirmar que un jet representa l'hadronització d'un quark produït en el procés $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ o d'un gluó de radiació de *bremssstrahlung*. Podem assumir que el flux d'energia de cada un dels jets és la direcció dels partons que originaren l'esdeveniment.

2.3.2 La secció eficaz hadrònica total

Com ja hem discutit, la formació dels hadrons no és un procés que es puga calcular exactament amb un mètode pertorbatiu. Tanmateix, l'aproximació pertorbativa sí ens permet fer un càlcul precís de la secció eficaz. Conceptualment açò és degut a què l'escala de temps típica de l'hadronització és molt més llarga que la formació de la parella $q\bar{q}$ a partir de l'anihilació $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ (Λ front M_Z). Les interaccions que puguen sofrir els q i $\bar{q}$ primàriament formats, van a modificar l'estat final, però succeeixen a una escala de temps massa llarga per tal d'afectar la probabilitat original de l'esdeveniment de succeir.

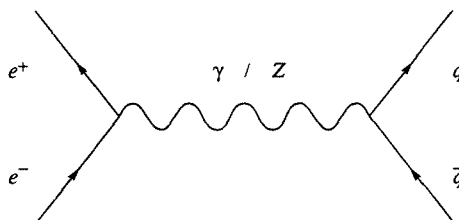


Figura 2.7: Diagrama de Feynmann del procés $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$. La partícula intermediària pot ser un fotó o un Z^0 .

Per tant, a l'ordre més baix, la secció eficaz hadrònica s'obté per simple suma de les seccions eficaces sobre tots els sabors cinemàticament possibles i colors de les parelles $q\bar{q}$:

$$e^+e^- \rightarrow \sum q\bar{q}$$

L'emissió de gluons, tant reals com virtuals, dona lloc a les correccions d'ordre superior.

Per a una millor comprensió del càlcul anem a comparar la secció eficaz hadrònica amb la del procés: $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ on prenem els muons com fermions genèrics (f) (exclòs $f = e$, ja que aleshores tenim altres canals oberts i la secció eficaz és diferent).

A energies llunyanes de la ressonància Z^0 : $s \ll M_Z$, el procés ocorre via fotó. La secció eficaz diferencial pren la forma:

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} = \frac{\pi\alpha^2 Q_f^2}{2s} (1 + \cos^2\theta)$$

que, integrant-la per a tot angle de dispersió θ (vegeu la figura 2.8):

$$\sigma_0 = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} Q_f^2$$

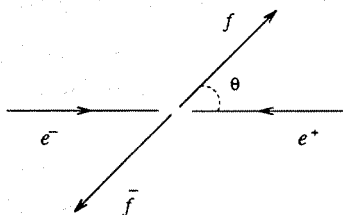


Figura 2.8: Anihilació e^+e^- i formació d'una parella $f\bar{f}$. La direcció de dispersió θ és l'angle que formen les direccions dels electrons inicials i els fermions finals.

Quan estem en el pic del Z^0 ($\sqrt{s} = M_Z$), el canal dominat és via Z^0 . I la secció eficaç total es pot aproximar per:

$$\sigma_0 = \frac{4\pi\alpha^2\kappa^2}{3\Gamma_Z^2} (a_e^2 + v_e^2)(a_f^2 + v_f^2)$$

amb

$$\kappa = \left(\frac{\sqrt{2}G_F M_Z^2}{16\pi\alpha} \right)$$

essent G_F la constant de Fermi i α la d'acoblament electromagnètic. a_f i v_f són les constants d'acoblament axial i vectorial dels fermions al Z^0 .

Definim el quocient de les seccions eficaces totals de producció de parelles muòniques i esdeveniments hadrònics, R . A energies molt per davall del pic del Z^0 :

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrons})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} = \frac{\sum_q \sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} = 3 \sum_q Q_q^2$$

on el factor 3 indica els graus de llibertat addicionals a causa del nombre de colors.

Prop del pic del Z^0 tenim que:

$$R = \frac{3 \sum_q (a_q^2 + v_q^2)}{a_\mu^2 + v_\mu^2}$$

Aquest càlculs són vàlids a primer ordre. Si introduïm les correccions per emissió de gluons en la secció eficaç hadrònica, aquesta expressió es modifica i, a més a més, quadra millor amb els resultats experimentals.

2.3.3 Secció eficaç de producció de jets

L'expressió de la secció eficaç total de producció hadrònica no ens diu res de la distribució dels hadrons en l'estat final ja que és una quantitat inclusiva.

El procés de Born $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ resulta modificat a primer ordre per la probabilitat del q o $\bar{q}$ de radiar un gluó, és a dir, pel procés $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$. La secció eficaç per a emetre un tercer jet originat per un gluó ve donada per:

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d^2\sigma_3}{dx_1 dx_2} = C_F \frac{\alpha_s}{2\pi} \frac{x_1^2 + x_2^2}{(1-x_1)(1-x_2)} \quad (2.7)$$

on $x_i = 2p_i \cdot q/q^2$ representa la fracció d'energia que pren el quark o antiquark. A més: $x_1 + x_2 + x_3 = 2$, i si assumim que la massa de les partícules és nul·la, per conservació d'energia i moment tenim que:

$$\sin^2 \theta_{ij} = \frac{1-x_k}{x_i x_j}$$

Les divergències que presenta la secció eficaç de producció d'un tercer jet de gluó quan $x_i \rightarrow 1$ no són físiques. El que ens expressen és el límit de validesa de la nostra aproximació. Aquestes divergències són:

- divergència colineal: $\theta_{gq} \rightarrow 0$, quan el gluó és radiat a un angle molt baix,
- divergència infraroja: $E_g \rightarrow 0$ ($x_1 \rightarrow 1$, $x_2 \rightarrow 1$), quan el gluó és de molt baixa energia.

La solució proposada en [SW77] per al càlcul de la secció eficaç és estudiar l'energia radiada fora d'un con de semiangle δ al voltant de la direcció dels quarks. De forma que si s'emet un gluó molt energètic però en un angle θ_{gq} pròxim a la direcció d'un dels quarks, es pren com dos jets. Sols si el gluó és emés fora del con, aleshores contribueix com un jet més. Els dos casos presenten una divergència; infraroja en el primer i ultravioleta en el segon. Però en sumar les dues contribucions, les divergències es cancel·len.

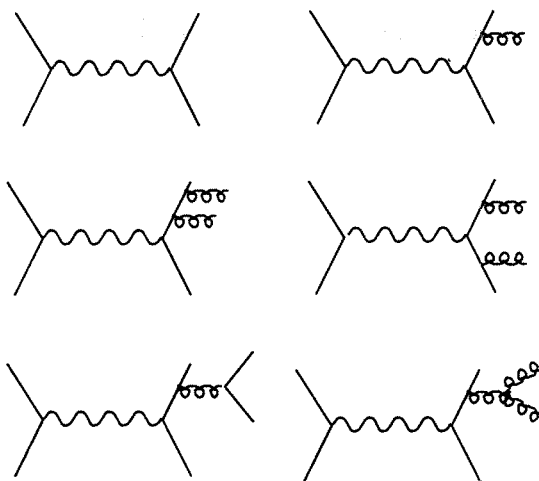


Figura 2.9: Diagrames de Feynman a nivell arbre per a la formació de dos, tres o quatre jets.

$\ln y_{cut}$

Una altra manera d'evitar les divergències és amb un **cut-off**. Per exemple: fitar la massa invariant mínima¹ entre els quarks i el gluó.

La fita l'anomenem y_{cut} i es defineix com un paràmetre adimensional:

$$y_{cut} = \frac{m^2}{s}$$

on m pot tenir diferents significats segons el problema que ens plantegem i ens dona la magnitud del **cut-off**. En l'apèndix (apèndix A) fem un exercici on calculem la secció eficaç de tres jets a primer ordre, d'acord amb aquesta prescripció.

Siga f_n la fracció d'esdeveniments hadrònics amb n jets:

$$f_n = \frac{\sigma_{n-jets}}{\sigma_0}$$

on σ_0 és la secció eficaç total hadrònica.

¹Aquest és un exemple. Es pot emprar qualsevol altra magnitud. Per exemple, moment transversal, etc.

A primer ordre és possible l'emissió d'un gluó (figura 2.9). Així, la secció eficaç de producció de dos i tres jets ve donada per (figura 2.10):

$$f_3 = \frac{\sigma_3}{\sigma_0} \sim \frac{C_F \alpha_s}{\pi} \ln^2 y_{cut}$$

la divergència logarítmica és cancel·lada per:

$$f_2 + f_3 = 1$$

Aleshores, les divergències apareixen fitades per termes tipus $\ln^2 y_{cut}$.

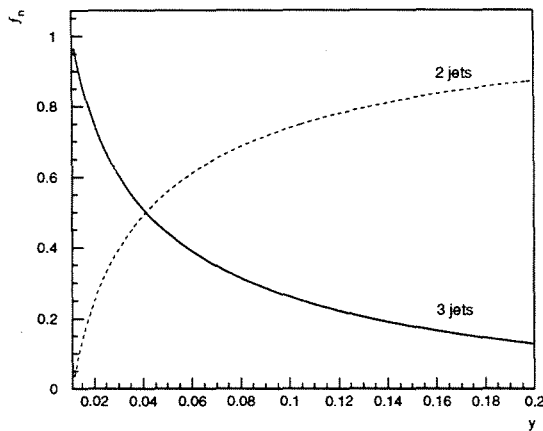


Figura 2.10: Seccions eficaces a primer ordre en α_s de dos i tres jets. S'observa el decreixement logarítmic de f_3 .

MLLA

Introduïm el concepte de pluja de partons (apèndix A) per a fer els càlculs de les seccions eficaces multijets a ordre superior. En eixe cas apareixen termes doble logarítmics, tipus $(\alpha_s \ln^2 y_{cut})^n$ [S. 91]. Aquesta aproximació doble logarítmica (DLA) ens dóna una descripció qualitativa de les distribucions dels jets. Una descripció quantitativa necessita tenir en compte termes simplement logarítmics: MLLA (*Modified*

Leading Logarithmic Aproximation). El termes MLLA solen aparéixer escalats un factor $\sqrt{\alpha_s}$ respecte als DLA.

Producció de jets a ordre $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$

Si integrem l'equació 2.7, fixant un *cut-off*: y_{cut} i definint una distància y_{ij} entre els jets i, j (bé siga la massa invariant o qualsevol altra estimació), tenim que:

$$f_3(y_{cut}) = \int_0^1 dx_1 \int_0^1 dx_2 \theta(y_{ij} - y_{cut}) \frac{C_F \alpha_s}{2\pi} \frac{x_1^2 + x_2^2}{(1-x_1)(1-x_2)}$$

amb ij prenent 12, 13, 23. Aleshores:

$$f_3 = \frac{\alpha_s}{2\pi} A(y_{cut}) \quad (2.8)$$

on $A(y_{cut})$ depén explícitament de com es calcule la distància entre jets y_{ij} . És en aquesta funció on apareixen les divergències logarítmiques.

En el cas de càlculs a segon ordre s'ens obri la possibilitat de tenir quatre partons en l'estat final i amb ells obtenir, quatre, tres o dos jets. Aleshores s'obté d'una manera anàloga a l'equació 2.8 [BS92]:

$$\begin{aligned} f_2(y_{cut}) &= 1 - \left(\frac{\alpha_s}{2\pi}\right) A(y_{cut}) + \left(\frac{\alpha_s}{2\pi}\right)^2 (2a(y_{cut}) - B(y_{cut}) - C(y_{cut})) \\ f_3(y_{cut}) &= \left(\frac{\alpha_s}{2\pi}\right) A(y_{cut}) + \left(\frac{\alpha_s}{2\pi}\right)^2 (B(y_{cut}) - 2A(y_{cut})) \\ f_4(y_{cut}) &= \left(\frac{\alpha_s}{2\pi}\right)^2 C(y_{cut}) \end{aligned}$$

on les funcions $A(y_{cut})$, $B(y_{cut})$, $C(y_{cut})$ depenen explícitament de la definició de la distància entre jets. De nou, aquestes funcions contenen els termes logarítmics divergents, però la suma $f_2 + f_3 + f_4 = 1$ és òbviament finita.

2.3.4 L'efecte *string*

L'anomenat efecte *string* és un dels millors exemples de manifestació dels fenòmens de coherència interjet predits per QCD. El millor marc per tal de comprovar l'efecte *string* és la comparació del flux de partícules hadròniques en els esdeveniments $q\bar{q}g$ amb tres jets i $q\bar{q}\gamma$. En el pla de

l'esdeveniment (comptem el fotó com un jet), es pot trobar una supressió del flux d'hadrons en la regió entre quarks ($q\bar{q}$) dels esdeveniments $q\bar{q}g$ comparat amb els esdeveniments $q\bar{q}\gamma$. Arguments més detallats del següent raonament es troben en les referències [Dok91, ADKT85].

Radiació del sistema $q\bar{q}$

A l'ordre més baix, la radiació d'un gluó secundari per part d'un sistema $q\bar{q}$ ve donada per (vegeu figura 2.11):

$$\begin{aligned} d\omega_{q\bar{q}} &= \frac{d^3k}{(2\pi)^2 k} \alpha_s C_F \left(\frac{p_1}{p_1 \cdot k} - \frac{p_2}{p_2 \cdot k} \right)^2 \\ &= \frac{dk}{k} d\Omega_{\vec{n}} \frac{\alpha_s}{(2\pi)^2} W^{q\bar{q}}(\vec{n}) \end{aligned}$$

on k i $\vec{n}$ són el quadrimoment i la direcció del gluó. p_i $i = 1, 2$ el dels quarks. A més a més:

$$\begin{aligned} W^{q\bar{q}}(\vec{n}) &= 2C_F \frac{a_{ij}}{a_i a_j} \\ a_{ij} &= (1 - \vec{n}_i \vec{n}_j) \\ a_i &= (1 - \vec{n} \vec{n}_i) \end{aligned}$$

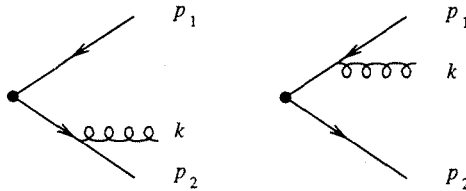


Figura 2.11: Radiació d'un gluó (quadrimoment k) secundari per una parella de quarks $q\bar{q}$ (quadrimoments p_1 i p_2).

Interferències entre jets

Pot semblar estrany que la substitució d'un gluó per un fotó (no portador de càrrega de color) modifiqui el diagrama de radiació en la regió $q\bar{q}$.

Aquest és un típic efecte d'interferència en Mecànica Quàntica. Es pot il·lustrar amb l'ajut d'un model del tipus QED, on substituïm els quarks per electrons, els gluons per una parella colineal e^+e^+ (càrrega doble) i els fotons (sense càrrega) per una parella colineal e^+e^- (figura 2.12).

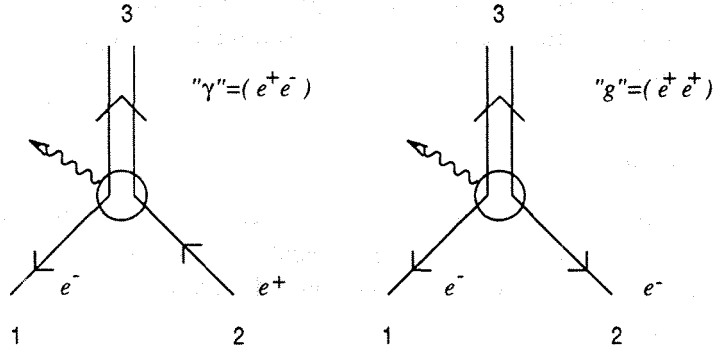


Figura 2.12: Il·lustració del *string effect* emprant com exemple un model tipus QED. El gluó (" g ") és representat per una partícula que té una doble càrrega elèctrica. El fotó per una parella e^+e^- colineal.

En cada un dels diagrames, la probabilitat de radiar un fotó secundari ve donada per :

$$d\omega_{q\bar{q}\gamma} = \frac{dk}{k} d\Omega_{\vec{n}} \frac{\alpha}{2\pi^2} \frac{a_{12}}{a_1 a_2}$$

$$d\omega_{q\bar{q}g} = \frac{dk}{k} d\Omega_{\vec{n}} \frac{\alpha}{2\pi^2} \left(\frac{p_1}{p_1 \cdot k} + \frac{p_2}{p_2 \cdot k} + \frac{2p_3}{p_3 \cdot k} \right)^2$$

$$= \frac{dk}{k} d\Omega_{\vec{n}} \frac{\alpha}{2\pi^2} \left(\frac{a_{13}}{a_1 a_3} + \frac{a_{23}}{a_2 a_3} - \frac{1}{2} \frac{a_{12}}{a_1 a_2} \right)$$

essent p_i el quadrimoment de cada una de les partícules inicials i k , el quadrimoment de la partícula radiada. $\vec{n}_i$ denota la direcció de la partícula i i $\vec{n}$ la direcció de la partícula radiada.

Podem expressar la probabilitat de radiació en esdeveniments $q\bar{q}g$ com:

$$W^{q\bar{q}g}(\vec{n}) = \left(\frac{p_1}{p_1 \cdot k} + \frac{p_2}{p_2 \cdot k} + \frac{2p_3}{p_3 \cdot k} \right)^2 = (\vec{A} \times \vec{n})^2$$

$$\vec{A} = \left(\frac{\vec{n}_1}{a_1} + \frac{\vec{n}_2}{a_2} - \frac{2\vec{n}_3}{a_3} \right)$$

Es pot veure que per a una configuració simètrica, $a_{13} = a_{23}$, la probabilitat de radiació es fa nul·la en la direcció oposta a la doble càrrega ($a_1 = a_2$): $\vec{A} \parallel \vec{n}$. L'origen s'entén per la supressió del camp elèctric a mig camí entre les dues càrregues del mateix signe.

En el cas concret de QCD també ocorre el mateix fenomen d'interferència que afecta a la radiació de gluons secundaris. La raó és la mateixa: si substituïm un g per un γ es modifica la càrrega de color que porten els quarks.

Flux de partícules

Ara el nostre interès es centra en com es distribueix el flux de partícules en els esdeveniments amb tres jets: $q\bar{q}g$ i $q\bar{q}\gamma$. Les fórmules que deduirem en aquesta secció inclouran les correccions MLLA a ordre $\sqrt{\alpha_s}$.

Diagrama de radiació dels esdeveniments $q\bar{q}\gamma$

Comencem per aquest cas, puix és més simple. Per als esdeveniments $q\bar{q}\gamma$, el diagrama de radiació ve donat pel diagrama del sistema $q\bar{q}$ en centre de masses, transformat amb el corresponent *boost* de Lorentz al sistema laboratori.

En aquest tipus d'esdeveniments, el flux de partícules hadròniques radiades per la parella de quarks en la direcció $\vec{n}$ pot ser escrit com:

$$8\pi \frac{dN_{q\bar{q}}}{d\Omega_{\vec{n}}} = \frac{2}{a_1} N_q'(Y_1, Y) + \frac{2}{a_2} N_q'(Y_2, Y) \quad (2.9)$$

on $N_A(Y_i, Y)$ representa la població de partícules produïdes pel jet A ($A = q, g$) i:

$$N_A'(Y_i, Y) = \frac{d}{dY_i} N_A(Y_i, Y)$$

amb Y i Y_i definides com:

$$Y \equiv \ln \frac{E}{\Lambda}$$

$$Y_i \equiv \ln \left(\frac{E \sqrt{a_i/2}}{\Lambda} \right)$$

essent E l'energia del jet.

La dependència de la multiplicitat N_A en Y cal entendre-la com la dependència en l'escala d'energia i Y_i com la dependència en la fragmentació dels subseqüents partons.

L'equació 2.9 apareix com la suma de dues contribucions independents, la del q i $\bar{q}$. Si incloem en cada una d'aquestes multiplicitats la fragmentació dels partons emesos a gran angle, i menyspreant les correccions d'ordre $\mathcal{O}(\alpha_s)$, s'obté:

$$N_1'(Y_1, Y) \approx N_2'(Y_2, Y) \approx N_q'(Y) \propto \sqrt{\alpha_s} N_q(Y) \quad (2.10)$$

i per tant, l'equació 2.9 es pot escriure com:

$$8\pi \frac{dN_{q\bar{q}}}{d\Omega_{\vec{n}}} = 2 \frac{a_{12}}{a_1 a_2} N_q'(Y)$$

amb $a_1 + a_2 = a_{12} = 2$.

Per analogia a l'equació 2.9, la fórmula de la distribució angular del flux de partícules en esdeveniments $q\bar{q}\gamma$ pot ser escrita com:

$$8\pi \frac{dN_{q\bar{q}\gamma}}{d\Omega_{\vec{n}}} = \frac{2}{a_1} N_q'(Y_{q1}, Y_q) + \frac{2}{a_2} N_{\bar{q}}'(Y_{\bar{q}2}, Y_{\bar{q}}) + 2I_{12} N_q'(Y) \quad (2.11)$$

amb

$$Y_{q1} = \ln \left(\frac{E_q \sqrt{a_1/2}}{\Lambda} \right), \quad Y_{\bar{q}2} = \ln \left(\frac{E_{\bar{q}} \sqrt{a_2/2}}{\Lambda} \right)$$

$$I_{ij} = \frac{a_{ij}}{a_i a_j} - \frac{1}{a_i} - \frac{1}{a_j} \quad (2.12)$$

Diagrama de radiació dels esdeveniments $q\bar{q}g$

Per tal de descriure el diagrama de radiació dels esdeveniments $q\bar{q}g$, hem d'incloure un nou partó, el g , amb capacitat de radiar més gluons. D'una forma anàloga a l'equació 2.11 tenim:

$$8\pi \frac{dN_{q\bar{q}g}}{d\Omega_{\vec{n}}} = \frac{2}{a_1} N_q'(Y_{q1}, Y_q) + \frac{2}{a_2} N_{\bar{q}}'(Y_{\bar{q}2}, Y_{\bar{q}}) + \frac{2}{a_3} N_g'(Y_{g3}, Y_g) + 2 \left(I_{13} + I_{23} - \left(1 - \frac{2C_F}{N_c} \right) I_{12} \right) N_g'(Y) \quad (2.13)$$

on la radiació d'un gluó i un quark es distingeix pel diferent nombre de càrregues de color que porten:

$$N_g'(Y) = \frac{C_F}{N_c} N_g' \quad (2.14)$$

finalmet, Y_g i Y_{g3} han estat definits de la mateixa forma que Y_q i Y_{q1} .

Els tres primers termes de l'equació 2.13 descriuen l'evolució dels jets iniciats per cada un dels partons: q , $\bar{q}$ i g . El darrer terme conté les interferències entre jets. El terme d'interferència depén exclusivament dels angles entre jets i és independent de la direcció del gluó radiat, $\vec{n}$.

La diferència del flux en esdeveniments $q\bar{q}g$ i $q\bar{q}\gamma$ s'obté de la subtracció:

$$8\pi \frac{dN_{q\bar{q}g}}{d\Omega_{\vec{n}}} - 8\pi \frac{dN_{q\bar{q}\gamma}}{d\Omega_{\vec{n}}} = \frac{2}{a_3} N_g'(Y_{g3}, Y_g) + [I_{13} + I_{23} - I_{12}] N_g'(Y)$$

En el cas d'incloure la radiació a grans angles, com en l'equació 2.10, tenim:

$$N_g'(Y_{g3}, Y_g) \approx N_g'(Y)$$

i aleshores:

$$8\pi \frac{dN_{q\bar{q}g}}{d\Omega_{\vec{n}}} - 8\pi \frac{dN_{q\bar{q}\gamma}}{d\Omega_{\vec{n}}} = \left(\frac{a_{13}}{a_1 a_3} + \frac{a_{23}}{a_2 a_3} - \frac{a_{12}}{a_1 a_2} \right) N_g'(Y)$$

Cal observar que la contribució del g no és definida positiva. Hi ha un terme que correspon a una interferència destructiva. Aquesta es manifesta sobretot en la regió entre jets de quark.

Per tant, en els esdeveniments $q\bar{q}g$, cal esperar un flux de partícules menor en la regió qq que en la regió qg . La certesa d'aquesta predicció ha estat un dels punts verificats en aquesta tesi (secció 6.2.3).

Flux relatiu

Els diagrames de radiació per als esdeveniments $q\bar{q}g$ (equació 2.13) i $q\bar{q}\gamma$ (equació 2.11) poden ésser escrits de la següent manera, si utilitzem les relacions 2.12 i 2.14:

$$8\pi \frac{dN_{q\bar{q}g}}{d\Omega_{\vec{n}}} = \left(\frac{a_{13}}{a_1 a_3} + \frac{a_{23}}{a_2 a_3} - \frac{1}{N_c^2} \frac{a_{12}}{a_1 a_2} \right) N_g'(Y) = \frac{1}{N_c} W_{q\bar{q}g}(\vec{n}) N_g'(Y) \quad (2.15)$$

$$8\pi \frac{dN_{q\bar{q}\gamma}}{d\Omega_{\vec{n}}} = \frac{2C_F}{N_c} \frac{a_{12}}{a_1 a_2} N_g'(Y) = \frac{1}{N_c} W_{q\bar{q}\gamma}(\vec{n}) N_g'(Y) \quad (2.16)$$

La probabilitat $W_{q\bar{q}\gamma}$ de radiar una partícula que forma un angle ϕ amb la direcció del q , projectat en el pla de l'esdeveniment val (vegeu

figura 2.13 per a definir la notació):

$$W_{q\bar{q}\gamma}(\phi) = 2C_F \int \frac{d\cos\Theta}{2} \frac{a_{12}}{a_1 a_2} = 2C_F a_{12} V(\alpha, \beta) \quad (2.17)$$

on l'integral en Θ es deu a la projecció sobre el pla. A més a més:

$$V(\alpha, \beta) = \frac{2}{\cos\alpha - \cos\beta} \left(\frac{\pi - \alpha}{\sin\alpha} - \frac{\pi - \beta}{\sin\beta} \right)$$

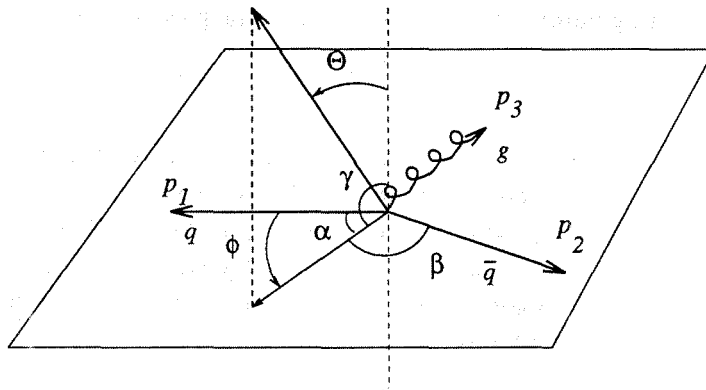


Figura 2.13: Diagrama de la cinemàtica per a la radiació d'una partícula addicional en esdeveniments de tres jets. Forma un angle Θ respecte de la normal del pla i $\phi = \alpha$ respecte del quark 1 que prenem com origen. A més, els angles α i γ es mesuren en el pla, i respecte a la direcció del segon quark i g , respectivament.

L'equació 2.17 ens dona la distribució de partícules en esdeveniments de dos jets: $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ transformada amb un *boost* de Lorentz des del sistema de referència centre de masses al sistema de referència laboratori.

En els esdeveniments $q\bar{q}g$ aquesta probabilitat s'expressa com:

$$W_{q\bar{q}g}(\phi) = N_c \left(a_{13} V(\alpha, \gamma) + a_{23} V(\beta, \gamma) - \frac{1}{N_c^2} a_{12} V(\alpha, \beta) \right) \quad (2.18)$$

Un cop conegudes les probabilitats d'emissió de gluons secundaris en els esdeveniments $q\bar{q}g$ i $q\bar{q}\gamma$, podem comparar el flux de partícules en tots dos tipus d'esdeveniments. Ho farem definint el flux comparatiu

per a gluons emesos en un angle ϕ en el pla de l'esdeveniment respecte a la direcció del quark:

$$R(\phi) = \frac{W_{q\bar{q}g}(\phi)}{W_{q\bar{q}\gamma}(\phi)} = \frac{N_c^2}{N_c^2 - 1} \left(\frac{a_{13}V(\alpha, \gamma) + a_{23}V(\beta, \gamma)}{a_{12}V(\alpha, \beta)} - \frac{1}{N_c^2} \right) \quad (2.19)$$

Prediccions per al flux relatiu

La predicció de QCD pertorbativa per al flux relatiu de partícules es pot calcular utilitzant l'equació 2.19. Un tipus especial d'esdeveniments és aquell on tots els jets formen angles de 120° entre si. En eixe cas, el flux comparatiu a mig camí entre els dos jets de quark es pot donar com:

$$R_{QCD,120} \approx \frac{0.642n_c^2 - 1}{n_c^2 - 1} \sim 0.597 \quad (2.20)$$

Malauradament, els esdeveniments $q\bar{q}\gamma$ amb aquesta configuració escassegen i una mesura experimental és difícil de realitzar.

Com alternativa es poden emprar esdeveniments amb dos jets simètrics, respecte del tercer (vegeu figura 2.14). Per exemple, el gluó (fotó) i un quark formen un angle de 150° respecte de l'altre jet de quark. En aquest cas, el quocient de flux val:

$$R_{QCD,150} \approx \frac{0.646n_c^2 - 1}{n_c^2 - 1} \sim 0.602 \quad (2.21)$$

En la figura 2.15 es pot observar dependència de R amb l'angle d'obertura entre jets, en els esdeveniments amb dos jets simètrics.

2.4 Models d'hadronització

Per tal de descriure l'hadronització hom empra uns models fenomenològics que tracten d'explicar les propietats observades dels esdeveniments hadrònics segons diferents models.

Els programes de simulació de l'hadronització solen tenir una primera etapa on es desenvolupa la cascada de partons d'acord amb els càlculs de QCD pertorbativa. En cada pas, els partons que estan fora de la capa de masses, van perdent la seua *virtualitat* radiant nous gluons. El q^2 típic decreix en cada un dels passos, fins assolir cert valor límit Q_0 , en el qual es deté la pluja de partons. Aquest Q_0 és, per regla general, més gran que Λ , l'escala intrínseca de QCD. En aquest punt intervenen els models de fragmentació. En descriurem tres, a saber:

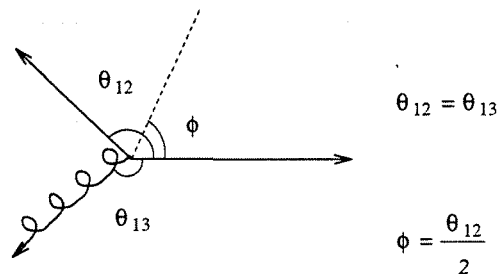


Figura 2.14: Exemple de la distribució geomètrica dels jets per a esdeveniments amb dos jets simètrics respecte a un dels jets de quark $\theta_{qg} = \theta_{qg}$ (ídem per als esdeveniments $q\bar{q}\gamma$). Calculem el flux relatiu per a un angle $\phi = \theta_{qg}/2$.

- fragmentació independent
- fragmentació per cordes (JETSET) [Sjo93, Sjo94]
- fragmentació per cúmuls (HERWIG) [WMKS93]

Fragmentació independent

Aquest és l'esquema més simple per a generar hadrons a partir dels partons [FF78]. Es suposa que cada partó es fragmenta de manera independent.

L'algoritme està basat en un mètode iteratiu. En cada iteració, el quark q_1 en fragmentar es combina amb una parella $q_2\bar{q}_2$ sorgida del buit. Aleshores es forma un mesó compost pels quarks: $q_1\bar{q}_2$. Aquest mesó pren una fracció d'energia z i el quark romanent $1 - z$. Les iteracions es succeeixen fins arribar a una energia límit (prop de la massa d'un π). La fragmentació dels gluons requereix un pas previ: la materialització $g \rightarrow q\bar{q}$. Després els quarks es fragmenten de la forma descrita.

Cada partó original es fragmenta donant un jet. Al final del procés, el color i sabor que roman en cada jet ha de ser neutralitzat. Un problema addicional és que si hi ha dos jets molt pròxims (àdhuc col·lineals), aquest mètode continua considerant-los independents.

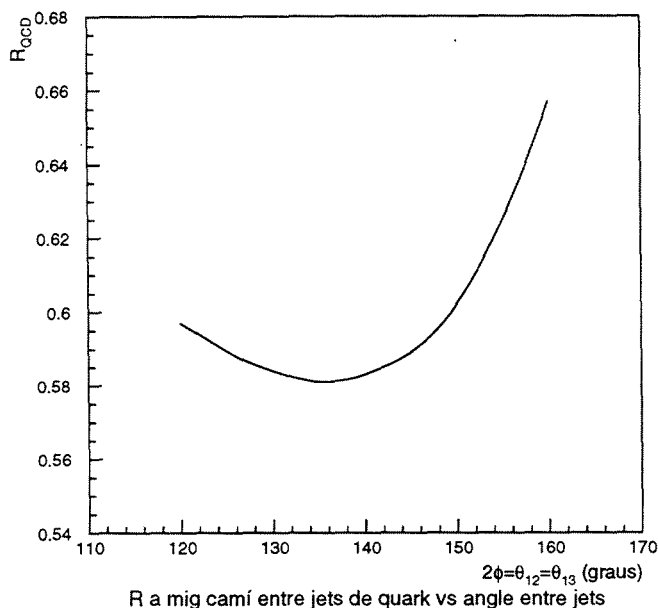


Figura 2.15: Asimetria del flux de partícules predit per QCD pertorbativa a mig camí (ϕ) entre dos jets de quark. L'angle $\theta_{12} = \theta_{13}$ denota l'angle d'obertura entre un jet de quark i els altres jets (quark-quark, quark-gluó o quark-fotó).

Fragmentació per cordes

En aquest model, els partons estan units per un camp de força lineal o corda. Aquests camps representen les línies de color que connecten els diferents partons.

En el cas més senzill, $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$, els quarks estan units pel camp de color. Conforme es separen, augmenta la tensió en la corda (energia emmagatzenada per unitat de longitud). Quan aquesta és molt gran, la corda es trenca generant una nova parella $q\bar{q}$ i dos cordes més (vegeu la figura 2.17). L'esquema es complica quan hi ha gluons presents. Aquests modifiquen la distribució de línies de camp de color, modificant també la tensió en els diferents punts de la corda.

La fragmentació per cordes reproduïx, millor que la fragmentació independent, les propietats i el flux de partícules en els esdeveniments

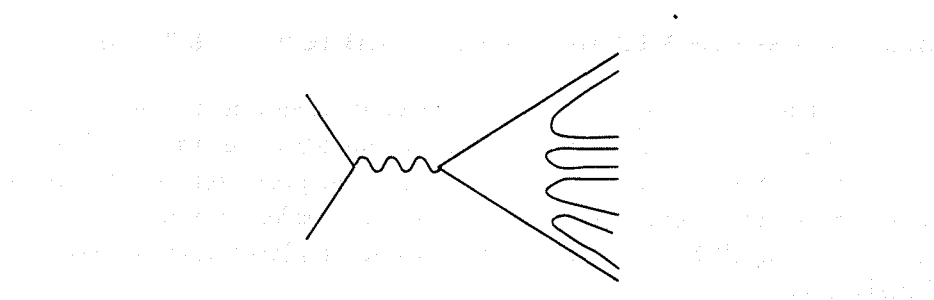


Figura 2.16: Esquema de la producció de parelles $q\bar{q}$ en la fragmentació independent.

multijets. Contràriament, en la transició de partons a hadrons es perd la genealogia. Llavors no és possible seguir un quark primari fins trobar-lo en un dels hadrons.

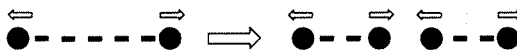


Figura 2.17: Esquema de la producció de parelles $q\bar{q}$ en la fragmentació per cordes.

Fragmentació per cúmuls

Aquest model de fragmentació utilitza la propietat del **preconfinament del color**. El confinament dels quarks dins dels hadrons formant singlets de color ens suggereix que en algun moment es forma un cúmul de partons en un estat singlet. Aquest cúmul es desintegra en els hadrons finals d'acord amb una estimació prèvia de la densitat d'estat possibles.

La manera més simple de formar un singlet de color és prenent una parella $q\bar{q}$ veïns connectats pel camp de color (la mateixa idea que la fragmentació per cordes). Per a facilitar la formació dels cúmuls, els gluons estan dotats d'una massa efectiva.

Aquest model també reproduïx satisfactòriament les propietats dels esdeveniments $e^+e^- \rightarrow$ hadrons. A més, és útil en els estudis de simulació dels jets, ja que es pot seguir la genealogia i trobar en els hadrons finals els quarks primaris.

2.5 Observables dels esdeveniments hadrònics

Un cop format un esdeveniment hadrònic, experimentalment observarem certes propietats. Aquestes les podrem calcular pertorbativament i comparar-les amb les experimentalment mesurades, puix hom pot dir que una aproximació pertorbativa (AP) dels observables hadrònics és pot calcular a a nivell MLLA i extrapolar a nivell d'hadrons amb la hipòtesi LPHD. És a dir:

$$AP = MLLA + LPHD$$

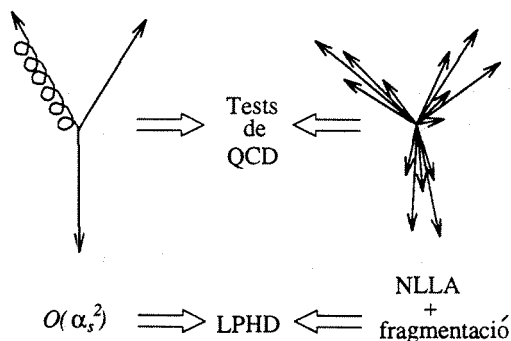


Figura 2.18: La hipòtesi LPHD ens diu que les distribucions observables a nivell d'hadrons reflecteixen les generades a nivell de partons.

En aquest treball estem interessats en estudiar el comportament de certs observables dels esdeveniments hadrònics com ara:

- multiplicitat
- *rapidity*
- esfericitat
- *thrust*

2.5.1 Multiplicitat

La multiplicitat és una de les quantitats mesurables en un experiment. depén de l'energia del procés i, a més a més, és una magnitud sensible a la radiació de gluons poc energètics (*soft gluon radiation*).

Multiplicitat dels jets

La diferent càrrega de color dels quarks i gluons es tradueix en una diferent capacitat de radiar gluons addicionals de baixa energia. La probabilitat d'emissió d'un gluó de baixa energia per part d'un quark (antiquark) és proporcional al quadrat de la seua càrrega de color:

$$|T_q|^2 = C_F = 4/3$$

i la probabilitat d'emissió per a un gluó

$$|T_g|^2 = C_A = 3$$

Si comparem les multiplicitats mitjanes dels jets de quark i gluó (n_q i n_g respectivament), s'espera que en el límit asimptòtic (grans energies) el quocient siga $n_g/n_q = 9/4$ (vegeu la figura 2.19).

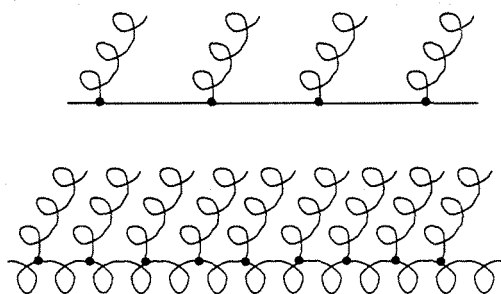


Figura 2.19: Radiació de gluons secundaris per un quark (dalt) i per un gluó (baix). El fet que l'acoblament del triple vèrtex de gluons siga més fort que el vèrtex qg , fa que mentre un gluó n'ha radiat 9, un quark en radié quatre.

Aquesta predicció intuïtiva pot resultar emmascarada pels efectes de l'hadronització. La multiplicat hadrònica no es pot calcular pertorbativament, presentant problemes de divergència infraroja. A més a més, diferències en l'hadronització dels quarks i gluons poden contribuir significativament a la desviació del valor asimptòtic del quocient de multiplicitats.

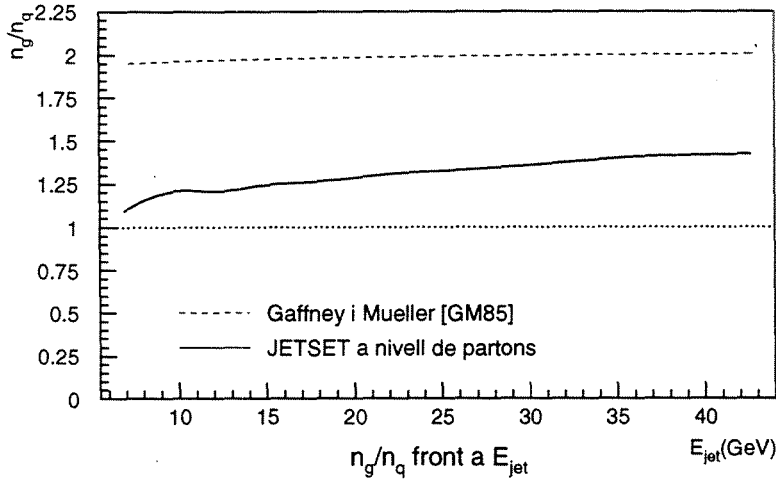


Figura 2.20: Quocient de multiplicitat n_g/n_q en funció de l'energia del jet, calculat amb el generador de JETSET. Veiem com per a energies baixes $n_g/n_q \rightarrow 1$ i creix amb l'energia.

Correccions a $\mathcal{O}(\alpha_s)$ d'aquesta predicció intuïtiva apareixen en la bibliografia [GM85]:

$$\frac{C_A}{C_F} \left\{ 1 - \left(1 + \frac{n_f}{C_A} - \frac{2n_f C_F}{C_A^2} \right) \left[\sqrt{\frac{\alpha_s C_A}{18\pi}} + \frac{\alpha_s C_A}{18\pi} \left(\frac{25}{8} - \frac{3}{4} \frac{n_f}{C_A} - \frac{n_f C_F}{C_A^2} \right) \right] \right\}$$

prenent un valor ~ 2 . També prediu que el quocient de multiplicitats depèn de l'energia, amb α_s (figura 2.20).

A baixes energies, $n_g/n_q \approx 1$ [PEP85, OPA95a, ALE95a, DEL94a], molt lluny de les prediccions teòriques, la qual cosa ens confirma que les contribucions d'ordre superior són molt importants. Càlculs NLO amb pluja de partons, ens donen una dependència del quocient de multiplicitats amb l'energia (figura 2.20). Verificar aquest extrem és un dels objectius d'aquest treball [DEL95a].

Multiplicitat $e^+e^- \rightarrow$ hadrons

La multiplicitat mitjana dels esdeveniments hadrònics en processos d'anihilació e^+e^- ha estat estudiada per [Web84]. En aquest treball es calcula una predicció fent ús dels processos NLA de QCD. La predicció que fan és:

$$\langle n \rangle = a\alpha_s^b \exp(c/\sqrt{\alpha_s})(1 + \mathcal{O}(\sqrt{\alpha_s}))$$

on per $\langle n \rangle$ prenem la multiplicitat carregada mitjana. El paràmetre a és una constant de normalització no calculable en l'aproximació pertorbativa. Les constants b i c sí que les dóna la teoria, i prenen els següents valors:

$$b = \frac{1}{4} + \frac{10}{27} \frac{N_f}{\beta_0} = 0.49 \quad \text{si } N_f = 5$$

$$c = \sqrt{96\pi}/\beta_0 = 2.27 \quad \text{si } N_f = 5$$

La constant d'acoblament fort $\alpha_s(\sqrt{s'})$ es calcula per a cada energia utilitzant les equacions del grup de renormalització 2.6. En aquest treball extraurem $\alpha_s(M_Z)$, ajustant la distribució de multiplicitat carregada dels esdeveniments $e^+e^- \rightarrow$ hadrons a diferents energies en centre de masses.

2.5.2 Rapidity de les partícules

La *rapidity* d'una partícula respecte a un eix arbitrari es defineix com:

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\epsilon + p_{\parallel}}{\epsilon - p_{\parallel}} \right) \quad (2.22)$$

on ϵ és la seua energia i $p_{\parallel}$ el seu moment longitudinal respecte de l'eix.

Per a partícules sense massa es pot fer l'aproximació:

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

En la figura 2.21 tenim representada la *rapidity* d'una partícula en funció de l'angle respecte a l'eix del jet. S'observa fàcilment que:

$$\lim_{\theta \rightarrow 0} \eta = +\infty \quad \text{i} \quad \lim_{\theta \rightarrow \pi} \eta = -\infty$$

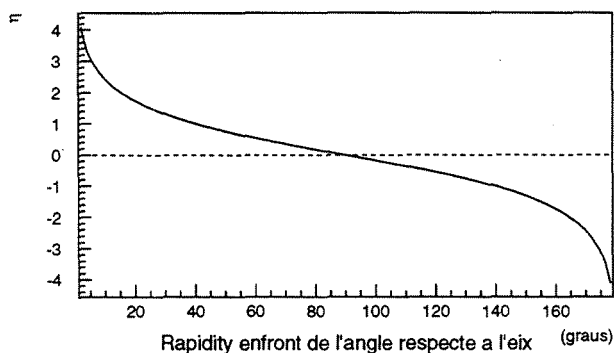


Figura 2.21: *Rapidity* d'una partícula respecte de l'eix del jet al qual pertany.

2.5.3 Esfericitat

Una variable útil per tal d'estudiar com es distribueix el flux d'energia al voltant de l'eix del jet, és l'esfericitat. Definim la quantitat:

$$S = \frac{3}{2} \frac{\sum_i \vec{p}_{\perp i}^2}{\sum_i \vec{p}_i^2} \quad (2.23)$$

on el sumatori s'estén a totes les partícules d'un esdeveniment (jet) i el $\vec{p}_{\perp}$ es calcula respecte a l'eix de l'esdeveniment (eix del jet). Per als jets on el flux d'energia estiga molt col·limat respecte a l'eix del jet, $S \rightarrow 0$, mentre que per als jets menys concentrats S prendrà valors més grans.

Per als esdeveniments hadrònics a baixa energia, on l'estructura de jets no és clara i hi ha un flux isòtrop d'energia i partícules, tenim que $S \rightarrow 1$.

2.5.4 Thrust

El *thrust* d'un conjunt de partícules es defineix com:

$$T = \max_{|\vec{n}|=1} \frac{\sum_i |\vec{n} \cdot \vec{p}_i|}{\sum_i |\vec{p}_i|} \quad (2.24)$$

La direcció de l'eix del *thrust* ve donada per aquell vector $\vec{n}_T$ que maximitza T .

El *thrust* T pot prendre valors en el rang: $1/2 \leq T \leq 1$. Per a un esdeveniment amb dues partícules (jets) en direcció oposta, $T = 1$. Mentre que per a un esdeveniment on el flux de partícules es distribueix isòtropicament, $T = 1/2$.

La direcció de l'eix del *thrust* ens dóna una estimació de la direcció per on flueix el gros de l'energia de l'esdeveniment. En el cas d'un esdeveniment a dos jets, coincideix amb l'eix dels jets.

3

L'Accelerador LEP i el Detector DELPHI

Aquest capítol està dedicat a la descripció del dispositiu experimental amb el qual s'han realitzat les mesures presentades en aquesta tesi. Aquest dispositiu experimental consta de dues parts fonamentals: l'accelerador LEP i el detector DELPHI.

3.1 L'accelerador LEP

LEP (*Large Electron Positron storage ring*) és l'anell de col·lisions més gran del món. Ha estat construït pel **laboratori europeu per a la física de partícules** CERN. Fou dissenyat per tal de fer col·lisionar electrons i positrons amb una energia en centre de masses de $\sqrt{s} \sim 91$ GeV, en una primera etapa, i de $\sqrt{s} \sim 170$ GeV, en una fase posterior (LEP200).

L'anell té la forma d'un polígon octogonal. Les seccions rectes són de 500m de longitud cada una i els arcs circulars tenen un radi de corbatura de 3096 m. La longitud aproximada és de 27 Km i està completament soterrat a una profunditat que oscil·la entre 50 i 150 m. En quatre de les seccions rectes hi ha instal·lats quatre detectors que recullen els productes de la col·lisió entre e^+ i e^- . Aquests experiments s'anomenen: L3, ALEPH, OPAL i DELPHI (vegeu la figura 3.1).

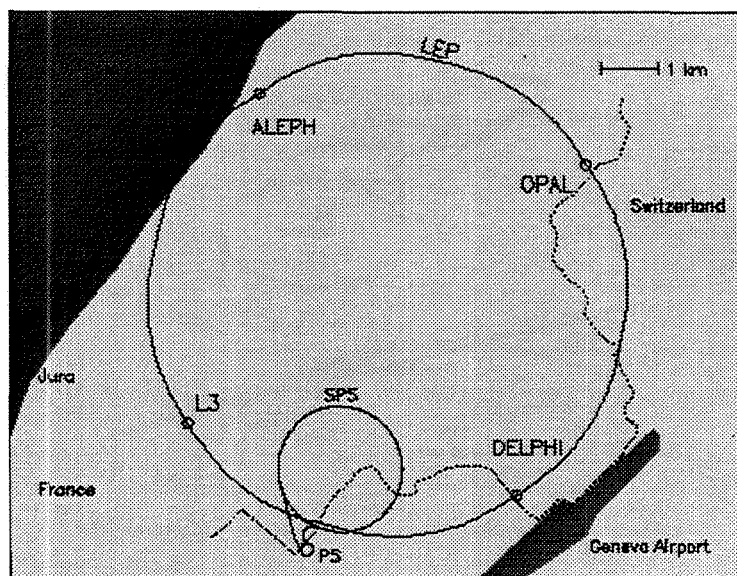


Figura 3.1: Mapa de la situació geogràfica que ocupa el LEP, a cavall entre França i Suïssa. També s'aprecia la ubicació dels quatre experiments instal·lats en els punts de col·lisió.

Sistema injector

El sistema d'injecció dels electrons i positrons en LEP està fonamentat sobre antics acceleradors del CERN, els qual encara continuent essent funcionals. Els electrons extrets per procediments termoiónics són accelerats per l'accelerador lineal d'electrons (LIL) fins una energia inicial de 10 MeV. Els positrons es trauen de col·lisionar aquest feix d'electrons sobre un blanc fix. Electrons i positrons són acumulats en l'EPA (*Electron Positron Accumulator*), fins que se n'obtenen en un bon nombre. Llavors, són accelerats fins una energia de 600 MeV i transferits al sincrotó de protons PS (*Proton Synchrotron*), on assoleixen els 3.5 GeV. Seguidament es transmeten al SPS (*Super Proton Synchrotron*) on són accelerats fins els 20 GeV, energia amb la qual ja són injectats al LEP. En el LEP es produeix la darrera fase d'acceleració i els feixos adquireixen l'energia de col·lisió ~ 90 GeV. En la figura 3.2 tenim representat un esquema d'aquest sistema injector.

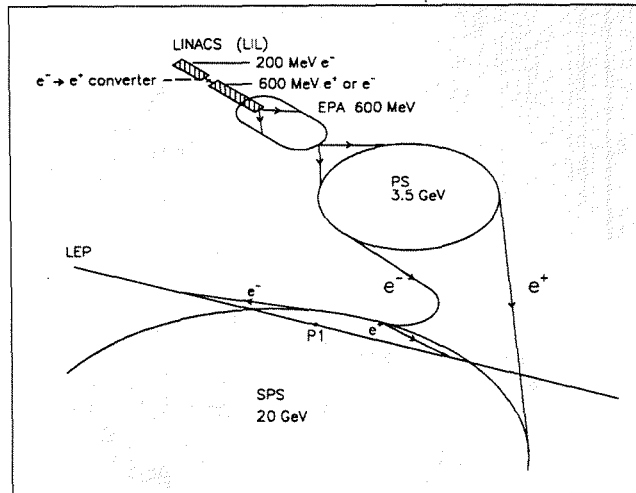


Figura 3.2: Vista esquemàtica del complex sistema injector del LEP. Des del LIL fins el LEP, els electrons passen per cinc acceleradors diferents.

La lluminositat

Un paràmetre fonamental de tot col·lisionador de partícules és la *lluminositat*. Des del punt de vista físic la lluminositat es defineix com:

$$n = \sigma \mathcal{L}$$

on n és el nombre d'esdeveniments produïts per unitat de temps per al tipus particular de procés que estem interessats, i σ , la secció eficaç.

La lluminositat també pot expressar-se en termes dels paràmetres característics de l'accelerador en la forma:

$$\mathcal{L} = \frac{N_{e^-} N_{e^+} k f}{4\pi \sigma_x \sigma_y}$$

on N_{e^+} i N_{e^-} és el nombre de positrons i electrons en cada feix. k és el nombre de paquets de cada feix, f la freqüència de revolució. σ_x i σ_y es corresponen amb les amplades horitzontal i vertical del feix en el punt de col·lisió, fent la suposició que segueixen distribucions gaussianes.

La lluminositat nominal de LEP és: $\mathcal{L} \sim 10^{31} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Amb una secció eficaç de producció hadrònica de $\sim 30 \text{nb}$, la freqüència de producció d'esdeveniments hadrònics és de ~ 1000 per hora.

3.2 El detector DELPHI

El detector DELPHI (*Detector for Lepton Photon and Hadron Identification*) [DEL91b] és ubicat al voltant d'un dels punts de col·lisió del LEP, i soterrat a 100 m. La seua arquitectura és la tradicional en els detectors ideats per a operar en col·lisionadors e^+e^- , és a dir:

- posseeix una geometria 4π amb un sistema de reconstrucció tridimensional de les trajectòries produïdes que el travessen, basat en subdetectors d'alta granularitat.
- Capacitat d'identificar els diferents tipus de partícules.
- Està dotat d'un sistema calorimètric per a recollir la màxima energia possible de l'esdeveniment.

El detector posseeix una geometria cilíndrica al voltant de l'eix dels feixos. Es subdivideix en tres parts generals: la part central o barril (*barrel region*) i les dues parts cap endavant (*end-cap region*). La regió central subteixeix un angle de $40^\circ \leq \theta \leq 140^\circ$, on θ es pren respecte a l'eix del feix de positrons.

Imant superconductor

La part central del detector està envoltada per un imant superconductor, que amb un corrent de 5000 A, proporciona un camp magnètic homogeni en la direcció de l'eix z de 1.2 T. Aquest camp magnètic té dos funcions fonamentals. la primera corbar la trajectòria de les partícules carregades, i la segona, permetre el bon funcionament de la TPC (secció 3.2.1).

Subdetectors

El detector DELPHI consta de diferents subdetectors cada un d'ells especialitzat en una tasca concreta: reconstrucció de trajectories, identificació de partícules, i calorimetria.

En la figura 3.3 tenim una visió esquemàtica del detector DELPHI.

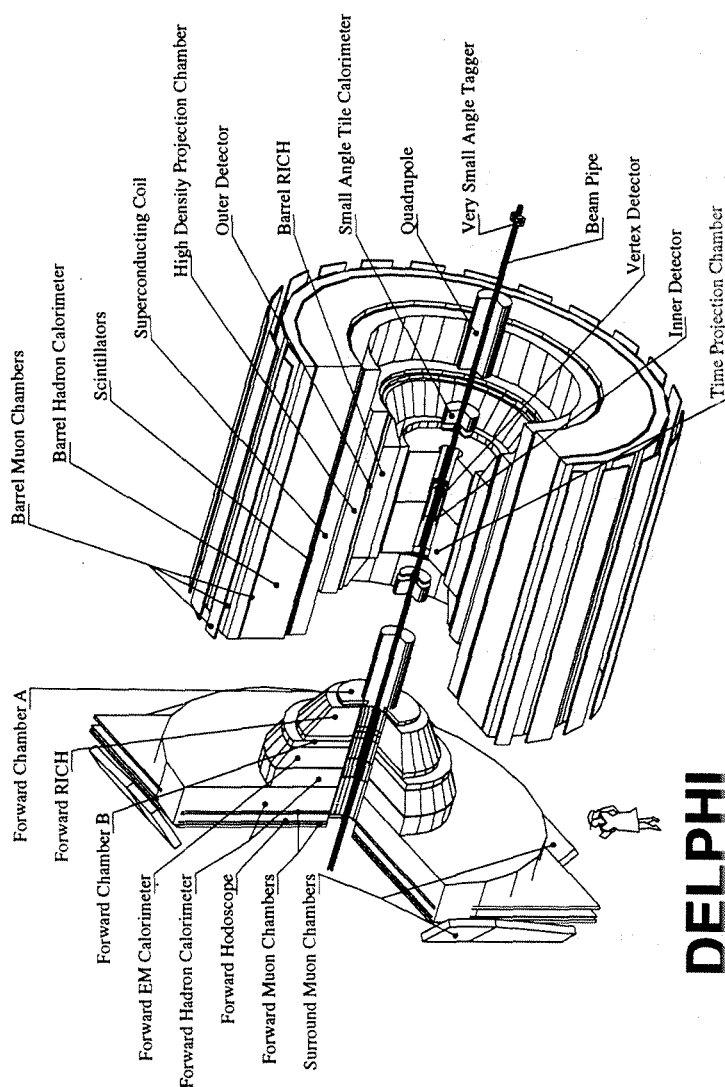


Figura 3.3: Vista esquemàtica del detector DELPHI de LEP. Hom aprecia amb claredat la geometria cilíndrica i la distribució en capes concèntriques dels diferents subdetectors en la part central. També es veu la distribució dels detectors que formen una de les bases del cilindre.

3.2.1 Detectores de traces

Aquests són els encarregats de fer la reconstrucció de les trajectòries de les partícules carregades. Estan situats en la regió central, ocupant el volum interior de DELPHI, excepte les cambres de muons situades en la part més llunyana.

Entre les mesures aportades per aquest sistema de reconstrucció de traces es troba:

- el paràmetre d'impacte: mesurat amb una resolució de $8\mu\text{m}$ en el pla $R\phi$,
- el moment: mesurat amb una resolució de $\sigma(p)/p = 0.0008p$ on p ve donat en GeV.

VD

El VD (*Vertex Detector*) és el detector més pròxim al punt d'interacció. Consta de tres capes cilíndriques de detectors de microbandes de silici situades a un radi de 6, 9 i 12cm del punt d'interacció (figura 3.4). Aquest detector és fonamental per tal de mesurar amb gran precisió la posició del punt d'interacció dels feixos, i per tal de reconèixer l'existència de possibles vèrtex secundaris.

ID

El Detector Intern (*Inner Detector*) contribueix a la mesura del moment de les partícules, i a la determinació del paràmetre d'impacte. Aquest comprén la regió angular que va des de $30^\circ \leq \theta \leq 150^\circ$, i consisteix en dues parts:

- una cambra de jets que mesura amb gran precisió les trajectòries en el pla $R\phi$,
- un conjunt de cinc cambres de deriva les quals mesuren la coordenada z amb una resolució: $\sigma_z < 1\text{mm}$.

TPC

La cambra de projecció temporal (TPC, *Time Projection Chamber*) és el principal detector utilitzat per a la reconstrucció de les trajectòries

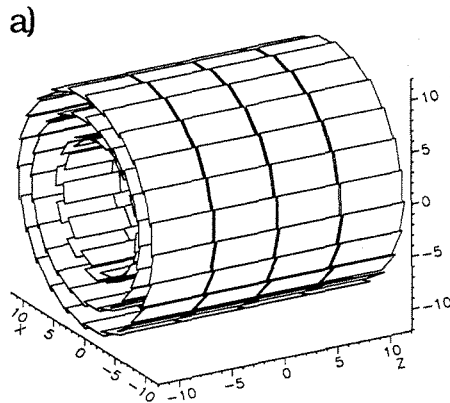


Figura 3.4: Visió panoràmica d'un esquema de la distribució de les tres capes concèntriques del VD

en DELPHI. Consisteix en dues cambres de deriva idèntiques, cada una separada en sis sectors, on una reconstrueix les partícules amb z positiva, i l'altra les de z negativa. El volum actiu comprén 14 m^3 .

En cada cambra de deriva, el pas de les partícules carregades genera una ionització al gas resident. Els electrons així generats són atrets fins la paret final de la cambra per un fort camp elèctric. El camp magnètic de DELPHI ajuda també a fer que la trajectòria dels electrons espiralitze i aquests no es difonguen en el seu camí fins l'ànode.

OD

Aquest és un detector (*Outer Detector*) de traces situat justament després del calorímetre electromagnètic HPC. El seu llarg radi ($\sim 200\text{cm}$) permet afegir un punt amb un gran braç a la trajectòria reconstruïda de les partícules carregades, i permet millorar la resolució en moments. Consisteix en cinc capes de tubs de deriva. Vegeu un detall del OD en la figura 3.6

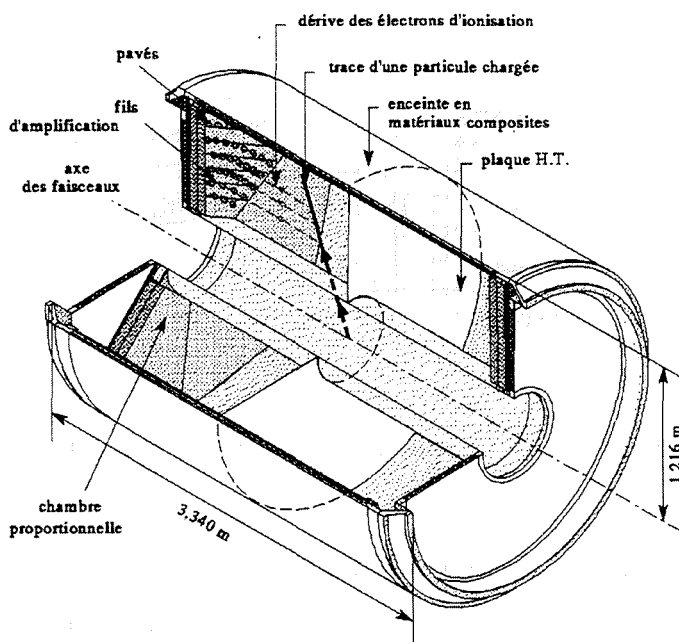


Figura 3.5: Visió esquemàtica de la cambra de projecció temporal, TPC, de DELPHI.

Cambres frontals: FCA i FCB

Les anomenades *forward chambers* de DELPHI (FCA, FCB) tenen el mateix paper que el OD, és a dir, millorar la resolució en la mesura del moment. Aquestes cambres actuen en la regió cap en davant.

La primera cambra, FCA, es situa immediatament després del pla exterior de la TPC, perpendicularment al feix i cobrint una regió angular que va des de $11^\circ \leq \theta \leq 33^\circ$ i $147^\circ \leq \theta \leq 169^\circ$. En cada extrem es disposen tres cambres rotades 120° en ϕ . El primer disc està instal·lat en $z = \pm 155\text{cm}$.

Les cambres FCB estan dividides en dos hemisferis ($x < 0$, $x > 0$) també perpendiculars als eixos dels feixos. Les regions angulars cobertes corresponen a $11^\circ \leq \theta \leq 35^\circ$ i $145^\circ \leq \theta \leq 169^\circ$. Aquestes cambres proporcionen fins 4×3 coordenades per traça, amb una resolució espacial de $\sigma_{x,y} \approx 130\mu\text{m}$.

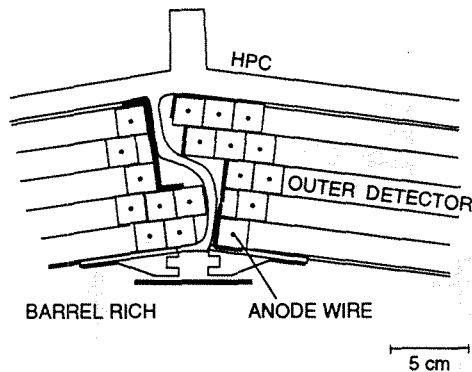


Figura 3.6: Vista esquemàtica del detector OD.

Cambres de muons: MUB i MUF

Aquest detector consta de cinc cambres de deriva, distribuïdes en dues plaques. La primera, intercalada dins el calorímetre hadrònic (vegeu figura 3.7), i la segona és el detector més exterior de DELPHI. Les cambres de deriva tenen els fils creuats per tal d'assegurar una mesura del pas de les partícules, tant en $R\phi$ com en z . La resolució nominal és de $\sigma_{R\phi} = 4\text{mm}$ i $\sigma_z = 2.5\text{mm}$.

3.2.2 Calorímetres

La reconstrucció de l'energia que porten les partícules carregades en DELPHI i la detecció de les neutres, es fa amb l'ajut dels calorímetres. En DELPHI en tenim de dos tipus:

- electromagnètic: per a la mesura de l'energia dels electrons i identificació de fotons.
- hadrònic: per a la reconstrucció de l'energia dels hadrons (pions, kaons, protons), i detecció dels hadrons neutres (kaons, neutrons...)

HPC

El calorímetre electromagnètic de la part central és anomenat HPC (*High density Projection Chamber*). Aquest cobreix la regió angular

que va des de $42^\circ \leq \theta \leq 138^\circ$. Està dividit en 140 mòduls, cada un cobrint un angle azimutal de 15° , vist des del centre de DELPHI.

Cada mòdul consisteix en vàries capes alternades de blocs de plom i cambres de deriva. Aquest detector és capaç de reconstruir el perfil de la cascada electromagnètica.

FEMC

Aquest és el calorímetre electromagnètic de la part cap endavant (*Forward Electromagnetic Calorimeter*) i cobreix les regions angulars: $9.5^\circ \leq \theta \leq 35.5^\circ$ i $144.5^\circ \leq \theta \leq 170.5^\circ$. Consisteix en 4500 blocs de vidre de plom amb una geometria quasiprojectiva en forma de piràmide truncada. Aquests estan distribuïts en un disc de radi intern 45cm i de 240cm de radi extern.

HAC

El calorímetre hadrònic (*Hadron Calorimeter*) està situat per damunt del suport de ferro per al solenoide superconductor de DELPHI en la regió central cobrint els angles entre $43^\circ \leq \theta \leq 137^\circ$. En la regió cap endavant, aquest calorímetre cobreix les zones: $11^\circ \leq \theta \leq 150^\circ$ i $132^\circ \leq \theta \leq 169^\circ$. En total, el HAC consta de quatre capes sensibles amb lectura en el pla $R\phi$ en torres projectives. En la figura 3.7 tenim un esquema on es veu la posició del HAC en DELPHI.

3.2.3 Monitors de lluminositat

SAT

El detector a baix angle SAT (*Small Angle Tagger*) cobreix la regió d'angles polars compresos en $3^\circ \leq \theta \leq 8^\circ$ i $172^\circ \leq \theta \leq 177^\circ$ i està situat a una distància de $z = \pm 234$ cm respecte a punt de interacció. Aquest és un calorímetre electromagnètic compost per capes alternades de disc de plom concèntrics a l'eix dels feixos i fibres centellejadores paral·leles als feixos.

La funció del SAT és augmentar la cobertura de DELPHI fins baix angle i mesurar la lluminositat contant esdeveniments Bhabha.

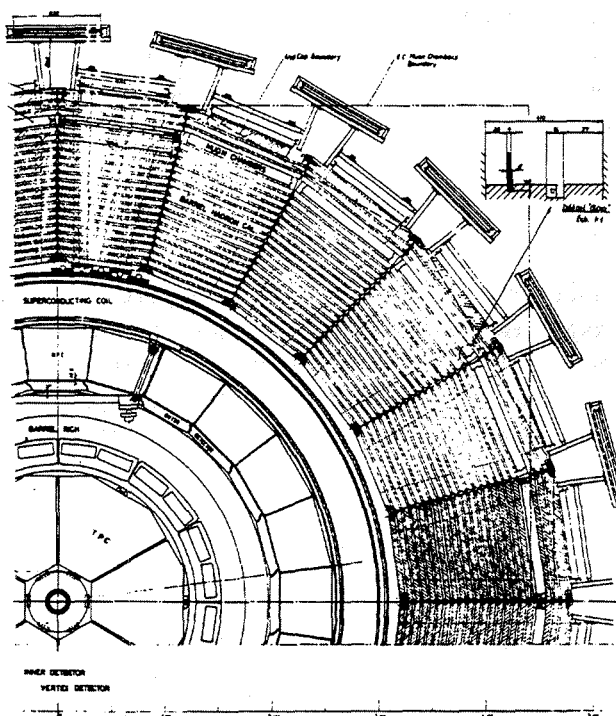


Figura 3.7: Vista esquemàtica en pla XY, de la part central del detector DELPHI.

VSAT

El detector VSAT (*Very Small Angle tagger*) cobreix una regió entre 5 i 7 mrad. Es troba situat fora de DELPHI, a una distància de $z = \pm 7.7\text{m}$ del punt d'interacció. En cada extrem tenim dos blocs de $5 \times 3 \times 10\text{cm}^{-3}$ de W-Si amb unes 24 longituds d'interacció.

La seua funció és ajudar a mesurar la lluminositat i estimar la contaminació d'electrons solts, fora dels feixos, que puguin venir de LEP.

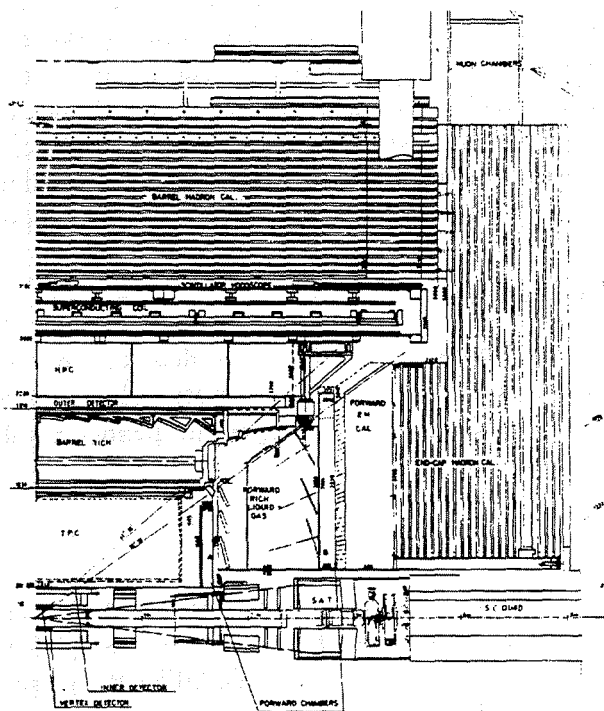


Figura 3.8: Vista esquemàtica en el pla ZY de la part central del detector DELPHI i d'una de les parts cap endavant.

3.2.4 Cherenkov

Per tal de distingir pions de kaons i protons, DELPHI està equipat amb un detector de Cherenkov. Aquest detector reconstrueix l'anell exterior del con de llum Cherenkov que emet la partícula. L'angle d'obertura del con depèn exclusivament de la velocitat de la partícula.

RICH

Aquest detector està ubicat en la part central, després de la TPC. Consta de dues parts: la primera, amb un radiador líquid i, la segona, amb un radiador gasós. Cada part posseeix un llindar diferent de separació entre

pions, kaons i protons. El radiador líquid està en una cambra d'1cm de gruix, envoltat per una paret de quarz. Els fotons creats en aquest medi ionitzen el TMAE (material fotosensible), que es troba en uns tubs de deriva, a la fi del qual tenim una cambra proporcional multifils, que recull els electrons de ionització. El radiador gasós està contingut en el volum exterior. El con de llum Cherenkov produït és reflectit per uns espills que els focalitzen sobre el TMAE dels tubs de deriva

3.2.5 Centelleadors

DELPHI també està dotat d'un sistema de detectors de centelleig, en les regions central i cap endavant. La finalitat d'aquests detectors és proporcionar una ràpida decisió de *trigger* de primer nivell. Aquests detectors són el HOF i el TOF.

HOF

Aquest es l'hodoscopi de la part cap endavant. Consisteix en dos plans de $10 \times 10 \text{ m}^2$ justament darrere del HAC. Cada centellejador està dotat d'un fotomultiplicador en la part exterior de DELPHI, ja que en la part central presenta un problema d'espai i, de funcionament degut al intens camp magnètic. Per tal d'evitar un gran soroll, aquests centelleadors s'han disposat de manera entrecreuada, requerint la coincidència de diversos centellejadors creuats per tal de donar el *trigger*.

3.2.6 TOF

El detector de Temps de vol (*Time Of Flight* TOF) de DELPHI fou dissenyat i construït pel grup d'Altes Energies de l'Institut de Física Corpuscular (IFIC) de València [Ben90]. Consta d'una simple capa de detectors plàstics de centelleig distribuïts en la part central de DELPHI, paral·lels a l'eix dels feixos. Cada comptador està equipat d'un fotomultiplicador, en cada un dels seus extrems [Pho94, Leo87, Fer86]. Així doncs, quan una partícula travessa un comptador, genera un pols de llum que es propaga per dins del comptador des del punt de pas fins els extrems on es recollit. Aquest pols de llum es convertit en pols elèctric i amplificat pels fotomultiplicadors.

Després, eixe pols de llum recorre 35m de cable coaxial, fins aplegar a la barraca de control B3. Dins de la barraca, la primera etapa és passar

per un amplificador (dissenyat a l'IFIC) que té un guany aproximat de 4. El pols un cop amplificat ha perdut les propietats primitives, però continua tenint la informació bàsica de la partícula que el generà: temps de pas i energia dipositada.

La nova etapa és un divisor on el senyal es reparteix en duess. La primera i major pren un 70% del pols, i és utilitzada pels TDCs i pel sistema de **trigger**. La segon pren només el 30%, i va directament a un ADC on s'integra el pols analògic del PM durant ~ 200 ns. El TDC del pols de cada PM es mesura en les TSUs (**TOF Sector Unit**), dissenyades i fabricades a l'IFIC [All89]. Els mòduls ADCs que utilitzem són uns comercials de la casa LeCroy.

Cada TSU genera un **trigger** del seu sector. Aquest trigger s'elabora a partir de la coincidència dels OR lògics dels quatre fotomultiplicadors de cada extrem (interior i exterior). Per tal de que no hi haja cap dependència del instant del **trigger** amb el punt per on travessa la partícula el comptador, és utilitzat un circuit **mean timer** per tal d'elaborar aquesta coincidència. L'única dependència que té el instant quan es dona el **trigger** del sector és amb el temps de vol de la partícula. Aleshores, convé fer una mesura d'aquest temps. Per la qual cosa, el TOF té en el seu sistema d'adquisició de dades un altre TDC, amb la finalitat exclusiva de mesurar el temps en què es va produir el **trigger** de cada sector.

3.3 Efectes de detector

Els efectes del detector introdueixen una dificultat addicional a l'hora d'estudiar les propietats dels jets.

El fet que les partícules generades en un esdeveniment hagen de ser enregistrades pel nostre detector i, que després nosaltres hajam de reconstruir-les¹, té com a conseqüència que la magnitud d'una mesura realitzada sobre els observables dels esdeveniments no es corresponga exactament amb la generada. La raó cal trobar-la en:

- la resolució finita del detector, que ens pot confondre dues partícules de trajectòries molt pròximes en una de sola.
- La trajectòria de la partícula discorre pels angles morts del detector.

¹ Amb els programes de reconstrucció adequats. En DELPHI utilitzem DELANA, llegiu la secció 3.5

- Ineficiència, del detector de manera que una partícula deixa una traça de pocs punts. Per tant, la trajectòria no pot ésser reconstruïda.
- Les partícules de baix moment tenen un radi de corbatura menut que no deixen un senyal clar en el volum actiu del detector.
- El soroll en l'electrònica del detector ens pot dur a confusió.
- Partícules generades en interaccions secundàries.

Els efectes globals fan que l'energia i multiplicitat reconstruïdes tendeixen a ésser menors que les vertaderes.

3.4 El programa DELSIM

Aquest és el programa oficial per a la simulació del detector DELPHI. Consta de tres parts:

- 1.- un generador de Monte Carlo,
- 2.- la simulació de la interacció de les partícules amb el material del detector,
- 3.- la resposta de cada detector en forma de senyals elèctrics.

El generador de Monte Carlo s'escull d'acord amb el tipus particular d'esdeveniments que es volen generar. Per exemple, en el cas de processos hadrònics hom empra normalment els generadors JETSET o HERWIG. En la simulació de la interacció de les partícules amb el material del detector es té en compte: dispersió Compton, producció de parelles, radiació de *bremsstrahlung*, anihilació de positrons, producció d'electrons δ , conversió de fotons, dispersió múltiple, desintegració de les partícules amb vida mitjana curta

Un cop simulada la resposta del detector les dades són emmagatzemades com si foren les dades preses pels detectors reals. Després, s'analitzen tal i com si foren dades reals. Aleshores, quan fem la nostra anàlisi, en estudiar la simulació, sempre podrem estudiar com el detector distorsiona els observables que ens interessin.

3.5 El programa DELANA

Aquest és el programa oficial per a la reconstrucció de partícules amb el detector DELPHI. Consta bàsicament de dues parts. Una primera etapa on es lligen les dades de cada detector, segons la seua propia estructura d'emmagatzematge i codificació. En aquesta etapa, cada detector processa les seues dades independentment i crea uns elements de traces (anomenats TE). En la segona etapa, es prenen tots els TEs reconstruïts per tots els detectors i són utilitzats per a la reconstrucció de trajectòries. Els TEs creats pels calorímetres, i que no es poden associar a cap TE que vinga dels detectors de traces, són considerats com a originats per partícules neutres.

3.6 El programa PJSANA

Aquest és el nostre programa per a l'anàlisi dels jets i identificació de jets de gluó. Consta també de tres parts ben definides:

- 1.- Lectura de la informació sobre les partícules carregades i neutres de cada esdeveniment, i selecció d'aquelles que satisfan certs criteris de qualitat. Un cop seleccionada la llista de partícules, fem una preselecció d'esdeveniments hadrònics (secció 5.1).
- 2.- Reconstrucció dels jets d'un esdeveniment hadrònic. Selecció d'esdeveniments a tres jets, i mesura de les quantitats referents de les partícules dels jets (multiplicitat, $p_{\perp}$, angle, etc).
- 3.- Càlcul de les quantitats específiques que permeten la identificació de jets de gluó i fotons.

Si, a més a més, estem processant dades simulades, aquest programa guarda informació de l'esdeveniment, tant a nivell de reconstrucció com de simulació.

Emmagatzematge

L'eixida del programa PJSANA consta d'unes enetuples de HBOOK [HBO92], d'uns 8MB cada una. Aquestes són emmagatzemades i analitzades posteriorment en el sistema PIAF [Rad94] del centre de càlcul del CERN.

4

Fenomenologia de la física de jets

En aquest capítol volem introduir-nos en la producció i observació de jets en processos d'anihilació e^+e^- . Primerament donarem una visió retrospectiva parlant de les primeres observacions experimentals de jets i del desenvolupament de la física de jets. Després estudiarem la producció de jets tant en processos d'anihilació e^+e^- com en processos hadrònics. Finalment estudiarem els mètodes experimentals utilitzats en la seua reconstrucció i també descriurem els seus principals observables.

4.1 Breu història de la física de jets

4.1.1 Jets en processos e^+e^-

La primera observació experimental i *Evidència d'una Estructura de Jets en la Producció Hadrònica per Anihilació de e^+e^-* fou publicada en 1975 [Han75]. Eixa primera observació es va fer amb el detector anomenat *Stanford Linear Accelerator Center-Lawrence Berkeley Laboratory SLAC-LBL Mark I*. L'accelerador e^+e^- on instal·laren aquest detector era l'anell de col·lisions SPEAR (*SLAC Positron Electron Accumulating Ring*). En eixe experiment s'estudiava la producció de parelles $q\bar{q}$ en processos d'anihilació e^+e^- (figura 4.1).

Per la hipòtesi de confinament, els quarks lliures no es poden observar (llegiu la secció 2.2.3), però sí són observables els hadrons en els quals es materialitzen. Aquests hadrons són produïts de forma que apareixen

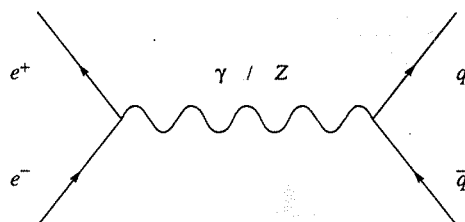


Figura 4.1: Diagrama de Feynmann del procés $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$. La partícula intermediària és un fotó o un Z^0

com una concentració d'energia i partícules al voltant de la direcció del quark que els origina. Aquest feix de partícules és un jet.

Esdeveniments amb dos jets

En el citat article es conclueix que a energies prou altes (cal entendre energies de l'ordre de 3.0 a 7.4 GeV), la limitada distribució de moment transversal dels hadrons produïts respecte a la direcció del partó original dona com resultat la producció de dos jets oposats d'hadrons (figura 4.2). En eixe experiment també observaren el següent fet: l'increment de l'energia a la qual es produeix l'anihilació implica una disminució en el valor mitjà de l'esfericitat S (equació 2.23).

Els esdeveniments amb una manifesta estructura de dos jets en direccions oposades tenen ben definit un eix de l'esdeveniment. La direcció d'aquest eix serà molt pròxima a la direcció dels q i $\bar{q}$ inicials. L'angle que forma l'eix de l'esdeveniment amb l'eix dels feixos de e^- i e^+ permet estudiar el *spin* dels quarks. La distribució obtinguda per SLAC-LBL era compatible amb la forma donada per $1 + \cos^2 \theta$, confirmant el valor $\frac{1}{2}$ del *spin* dels quarks i el seu caràcter fermiònic.

Les observacions fetes a SLAC-LBL foren corroborades a una escala superior d'energies (de 12 a 43 GeV) pels resultats dels experiments, TASSO, MARK-J, PLUTO, JADE i CELLO (per exemple [TAS84]). Aquests experiments també estaven emplaçats en un anell de col·lisions e^+e^- anomenat PETRA (*Positron Electron Tandem Ring Accelerator*), del centre d'investigació DESY (*Deutsches Elektronen SYNchrotron*).

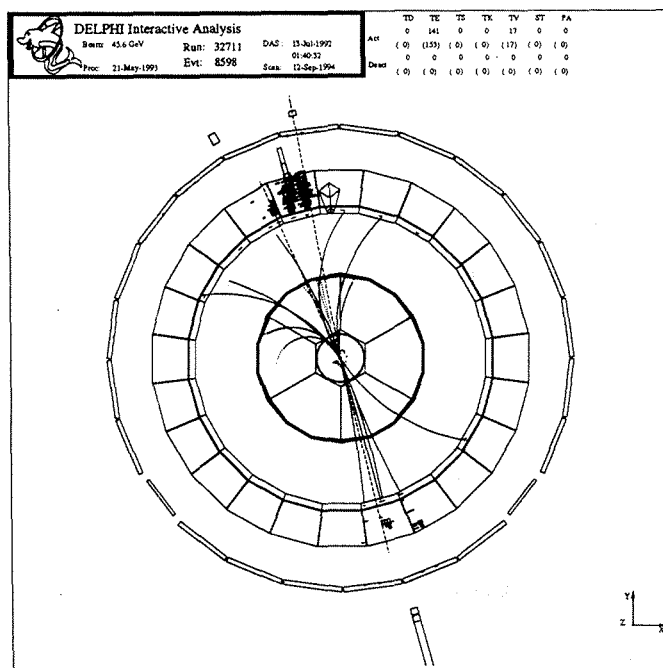


Figura 4.2: Vista esquemàtica d'un esdeveniment a $e^+e^- \rightarrow$ dos jets observat en el detector DELPHI de LEP

Esdeveniments amb tres jets

Topològicament parlant, els esdeveniments a dos jets posseeixen una simetria de revolució al voltant de l'eix comú dels dos jets. A més a més, en PETRA s'observaren esdeveniments aplanats. És a dir, esdeveniments on les partícules estan distribuïdes molt pròximes a un pla. D'aquests esdeveniments plans, se'n trobaven més quan més alta fóra l'energia en centre de masses (E_{cm}) de l'anihilació e^+e^- .

A finals de l'any 1979 i principis de 1980, aparegueren publicats quatre articles de les quatre col·laboracions: TASSO, MARK-J, PLUTO i JADE [TAS79b][MAR79b] que tenien detectors instal·lats en l'anell de col·lisions e^+e^- PETRA de DESY. Aquestes quatre publicacions [TAS79a] [MAR79a] [PLU79] [JAD80] fan referència al descobriment d'esdeveniments hadrònics amb tres jets. Aquests esdeveniments són

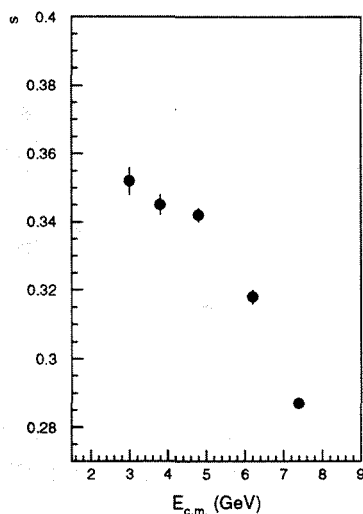


Figura 4.3: Reproducció de la gràfica presentada per SLAC-LBL Mark-I. Es veu com al augmentar l'energia en centre de masses l'esfericitat de l'esdeveniment decreix. Indica que al augmentar E_{cm} els hadrons observats per l'experiment estan col·limats en jets.

originats en processos $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$, on el fort gluó emergent és producte de la radiació de *bremssstrahlung* (figura 4.5). Aquest tipus d'esdeveniments mostrava una estructura de tres jets (figura 4.6). Cada jet és generat per l'hadronització de cada un dels tres partons q , $\bar{q}$ i g .

El descobriment d'esdeveniments a tres jets té una importància capital. Significa l'observació indirecta dels bosons de la teoria de la interacció forta, QCD. En l'article publicat per TASSO [TAS79a] es comenta textualment que "*l'observació d'esdeveniments aplanats demostra que hi ha tres partícules bàsiques en l'estat final...Açò passa d'una forma natural quan un dels quarks emergents radia un gluó prou energètic...*"¹

L'anàlisi de la col·laboració MARK-J es basa en una nova variable anomenada *oblateness*. Aquesta variable tracta de parametritzar el flux d'energia per tal de veure que no estiga concentrat al voltant d'un eix (com correspon al cas de la distribució de flux d'energia dels esdeveni-

¹N.B. traducció de l'article original

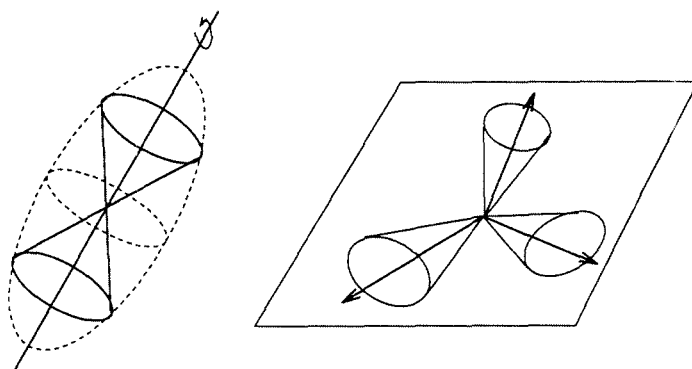


Figura 4.4: Esquemes de la simetria de revolució (tipus el·lipsoide) i aplanada dels esdeveniments de dos i tres jets respectivament.

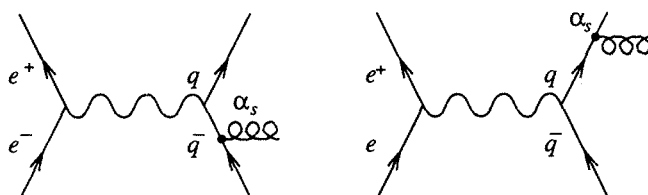


Figura 4.5: Radiació d'un gluó de *bremstrahlung* per un quark. En el vertex on s'emet el gluó, l'acoblament es proporcional a α_s .

ments del tipus $q\bar{q}$ donant dos jets).

L'article publicat per PLUTO estudia sobre tot la distribució de $\langle p_t^2 \rangle$ dels hadrons de l'estat final respecte de l'eix del *thrust* (llegiu la secció 2.5.4). El fet de tindre un nou partó que s'hi hadronitza i l'esdeveniment ser més aplanat, fa que ja no existesca un eix dels jets tan ben definit com és el cas de $q\bar{q}$. Si de totes formes insistim en calcular l'eix de l'esdeveniment, aleshores ens trobarem que no totes les partícules estan distribuïdes prop de l'eix de l'esdeveniment i, per tant, hi ha moltes partícules que contribueixen a fer que el valor mitjà del p_t^2 de l'esdeveniment cresca notablement. Açò és d'alguna forma el que tracta de mesurar l'*oblateness*.

Com que en el vèrtex on s'emeta el gluó l'acoblament és proporcional a α_s , (la constant d'acoblament de QCD. Vegeu la figura 4.5), resulta que estudiant la producció d'esdeveniments a tres jets podrem mesurar α_s . El darrer article dels experiments de PETRA en ser publicat fou el de JADE. Aquest article inclou una mesura d' α_s a primer ordre, feta amb només 198 esdeveniments a $\sqrt{s} = 30$ GeV. Ara bé, la primera mesura d' α_s fou presentada per MARK-J a partir de l'anàlisi de l'*oblateness* [MAR79c].

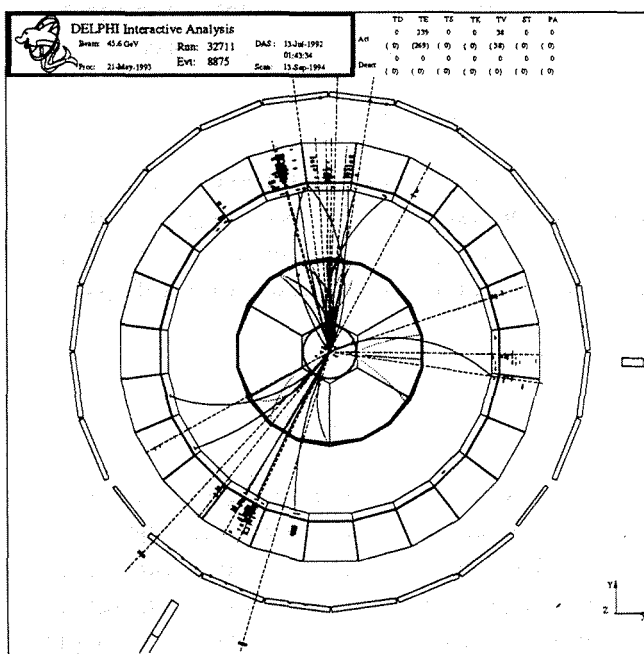


Figura 4.6: Vista esquemàtica d'un esdeveniment hadrònic amb tres jets observat pel detector DELPHI.

Un altre dels aspectes que es va estudiar de QCD fou el *spin* dels gluons. Segons QCD els gluons són bosons i els diferents experiments confirmaren aquesta predicció de QCD [TAS80] [PLU80] [CEL82]. En TASSO es va dedicar a estudiar les correlacions angulars entre les direccions dels tres jets. Aquestes correlacions són prou per a distingir el caràcter vectorial o escalar dels gluons [Fan93].

En TASSO comparaven la distribució de la fracció d'energia del jet del gluó amb les que hipotèticament s'obtindrien si el gluó tinguera *spin* 0 o tinguera *spin* 1. Els jets eren reconstruïts amb el següent mètode: primerament calculaven el pla de l'esdeveniment a partir de la diagonalització del tensor de moments:

$$M_{ij} = \sum_{k=1}^n P_{ki} P_{kj} \quad (i, j = x, y, z),$$

on el sumatori en k s'estén a les n partícules de l'esdeveniment. Després projectaven totes les partícules al pla calculat. Finalment les partícules eren agrupades en tres subconjunts que minimitzaven:

$$S = S_1 + S_2 + S_3$$

Cada S_i és l'esfericitat calculada amb totes les partícules del subconjunt i . Cada conjunt de partícules formava un jet. La direcció i energia de cada jet eren tretes del quadrimoment del jet (p_{jet}); quadrimoment obtingut de la suma dels quadrimoments de la llista de partícules incloses en cada jet (n_{jet}):

$$p_{jet} = \sum_{k=1}^{n_{jet}} p_k$$

Aquesta fou doncs una primera definició de mètode de reconstrucció de jets, per a esdeveniments manifestament a tres jets.

La col·laboració PLUTO va utilitzar un altre mètode de reconstrucció de jets [PLU80]. Aquest consistia bàsicament en agrupar en jets les partícules pròximes en l'espai, aprofitant l'idea que les partícules d'un jet han de ser prou colineals respecte a l'eix del jet al qual pertanyen. L'algoritme de PLUTO era prou paregut als emprats hui dia, encara que amb un caràcter més empíric. Nogensmenys, el mètode emprat per PLUTO tenia el gran avantatge de poder reconstruir esdeveniments a dos, tres, quatre jets, etc. Es podia donar per primera vegada una estimació de la producció de jets a una E_{cm} fixa. Per tant, aquest fet va permetre realitzar la primera mesura d' α_s a primer ordre a partir de la comparació de producció d'esdeveniments de dos i tres jets. El *spin* del gluó era estudiat de nou amb els esdeveniments a tres jets. El resultat fou que la distribució d'energia del jet menys energètic (jet el qual era pres com jet del gluó) era incompatible amb un gluó de caràcter escalar.

La col·laboració PLUTO de PETRA va deixar el seu lloc a una nova col·laboració: CELLO igualment prolífica en estudis de QCD. CELLO també va utilitzar un algoritme de reconstrucció a un nombre indeterminat de jets. El mètode de CELLO es regia per criteris de proximitat angular i energia de les partícules observades. De nou, el *spin* del gluó s'obtenia al comparar l'espectre d'energia del jet més energètic amb les distribucions que predeia una teoria de QCD amb un gluó vectorial o amb gluó escalar. La teoria amb el gluó vectorial era capaç de reproduir millor aquest espectre energètic [CEL82].

Esdeveniments amb quatre jets

Un altre pas important fou l'estudi dels esdeveniments a quatre jets. En aquest tipus d'esdeveniments tenim quatre partons en l'estat final (vegeu les figures 4.7 i 4.8).

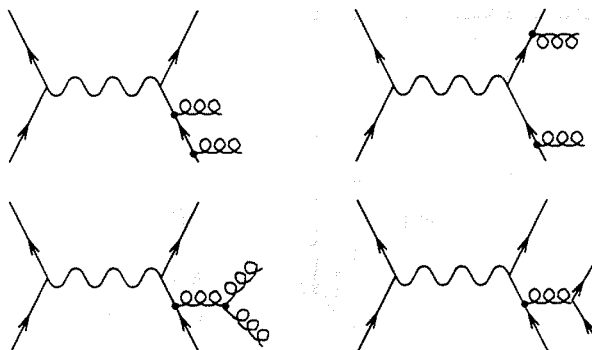


Figura 4.7: Diagrames on partint de la interacció entre un e^+ i un e^- , tenim quatre partons (bé siga quatre quarks o dos quarks i dos gluons) en l'estat final. Aquests quatre partons al hadronitzar-se donen com resultat quatre jets hadrònics.

L'estudi dels esdeveniments a quatre jets permeté a JADE [JAD82b] fer la primera mesura d' α_s , a segon ordre [JAD82a].

Topològicament parlant, els esdeveniments a tres jets són aplanats mentre que els de quatre no. Així doncs, una variable que fóra sensible a la forma aplanada o no de l'esdeveniment era bona per a estudiar els esdeveniments a quatre jets. JADE es basà en l'*acoplanaritat* [dREFG78]

L'acoplanaritat es definida com:

$$A = 4 \min(\sum_i |p_{t,out}| / \sum_i |p|)^2$$

on el sumatori s'estén a totes les partícules de l'esdeveniment: p és el seu moment total i $p_{t,out}$ és el moment perpendicular al pla que es considere. L'acoplanaritat és per definició nul·la per a esdeveniments amb només dos o tres partícules ja que estan contingudes en un pla.

Els esdeveniments a quatre jets permeten estudiar l'acoblament entre tres gluons (figura 4.7 on tenim un diagrama amb un gluons vénen d'un triple vèrtex de gluons). Resultats recents els podeu trobar per exemple en [DEL93]).

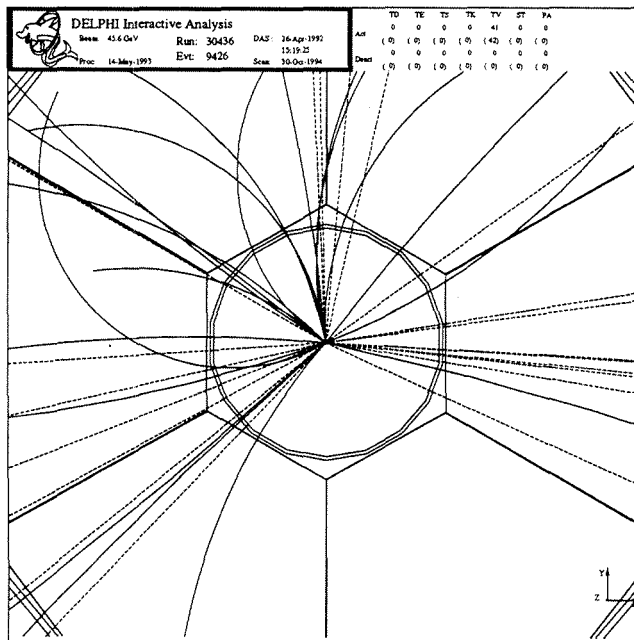


Figura 4.8: Vista esquemàtica d'un esdeveniment a quatre jets en la regió central del detector DELPHI. Cal observar el flux de partícules que eixen del vèrtex organitzat en quatre jets.

4.1.2 Jets en processos hadrònics

La física de jets no és exclusiva dels col·lisionadors e^+e^- . En efecte, tant en acceleradors pp com $p\bar{p}$ es poden observar jets d'hadrons. Exemple d'aquest tipus d'acceleradors són el ISR (pp) i el Sp $\bar{p}$ S ($\sqrt{s} = 540$ GeV) tots dos del CERN, además de l'aportació dels experiments utilitzant el feix de protons de 400 GeVs de FERMILAB.

En col·lisions pp i $p\bar{p}$, els jets són produïts en la dispersió de quarks i gluons que formen els protons. Açò permet comprovar QCD en un entorn diferent. Els processos de dispersió possibles són: $q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}$ ($qq \rightarrow qq$), $qg \rightarrow qg$ i $gg \rightarrow gg$ (figura 4.9). No tots els quarks de cada protó col·lisionen. Els que no ho fan romanen com a *quarks espectadors* (figura 4.10).

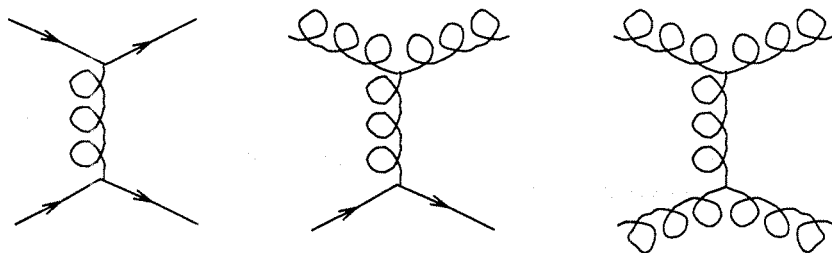


Figura 4.9: Processos de dispersió entre en col·lisions hadró-hadró.

Els jets produïts en col·lisions d'hadrons no poden ser identificats com ho són els jets dels estats finals hadrònics de les anihilacions e^+e^- . De l'hadronització del sistema compost pels quarks espectadors, tenim la formació de dos jets en direcció pròxima a l'eix dels feixos. Aquests jets paràsits poden emascarar els processos de dispersió que realment ens interessen.

Dels processos de dispersió possibles, el procés pel qual s'obtenen jets amb major moment transversal respecte als feixos és el de $q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}$ ($qq \rightarrow qq$). Malauradament, el procés dominant és la dispersió de gluons $gg \rightarrow gg$ (l'acoblament entre gluons és més intens que l'acoblament entre quarks i gluons).

L'energia transversal dels jets respecte a l'eix dels feixos és fonamental per tal de distingir els jets en col·lisions hadròniques. Així ho va comprovar la col·laboració UA2 [UA282]. El que van estudiar fou la

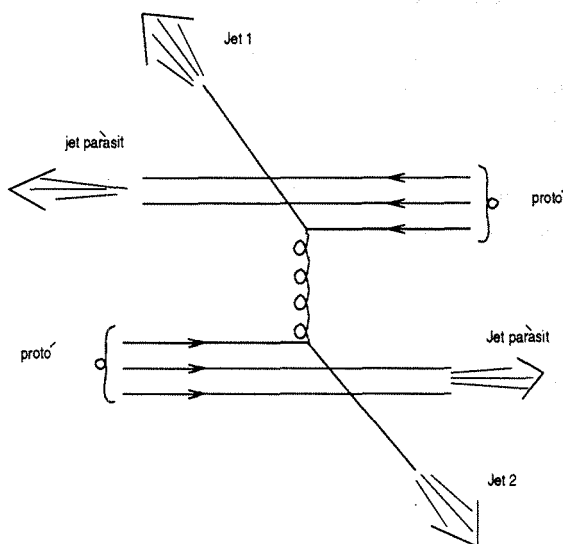


Figura 4.10: Esquema d'un dels possibles processos en col·lisions pp . Veiem com la dispersió d'un quark de cada protó deixa un estat de dos quarks que origina els jets espectadors.

deposició d'energia transversal (E_T) respecte a l'eix dels feixos. Observaren que aquells esdeveniments on $\sum E_T \geq 60$ GeV (compareu amb $\sqrt{s} = 540$ GeV del Sp $\bar{p}$ S) presentaven cúmuls d'energia col·limats en una regió angular ($\Delta\Omega$) concreta. Per aquells esdeveniments on hi havia dos cúmuls amb $E_T \geq 20$ GeV, l'angle azimutal entre els dos exhibia un màxim a 180° . A més a més, en la direcció dels cúmuls hi havia també diverses traces de partícules carregades. L'existència de jets d'hadrons en col·lisions $p\bar{p}$ es feia manifesta.

Resum

La física de jets havia demostrat ser una eina efectiva en l'estudi de QCD. Els mètodes de reconstrucció de jets que s'havien emprat eren algorismes basats sobre observables empírics. Per tant, aquests mètodes no eren susceptibles de fer prediccions teòriques i comparar-les amb els resultats experimentals. Era imprescindible donar una bona definició de jet, quines partícules li pertanyien, quina era la seua direcció, energia,

etc. Al mateix temps, progressos teòrics de QCD eren necessaris per aprendre el màxim de l'estudi dels jets, sempre amb la limitació que suposa el no conèixer amb exactitud el procés d'hadronització.

4.2 Esquemes de reconstrucció de jets

En aquesta secció volem descriure els algorismes de reconstrucció de jets més emprats hui dia. Farem especial èmfasi en aquells mètodes aplicats en el cas de col·lisions e^+e^- , com és el cas de LEP. Però no oblidarem els algorismes utilitzats en col·lisions pp i $p\bar{p}$.

L'objectiu fonamental és: trobar aquelles regions en l'espai on es concentra l'energia i llavors reconstruir jets que tinguin la direcció dels partons originals ($q, \bar{q}, g, \dots$).

Primer que res cal tenir en compte una observació molt important: **no existeix cap definició que a priori ens permeti especificar quin grup de partícules defineix un jet**. Així doncs, experimentalment cal basar la definició i reconstrucció de jets en algorismes apropiats.

L'origen d'aquest problema cal trobar-lo en la fragmentació dels quarks, antiquarks i gluons en hadrons (pions, protons, kaons...). La formació de cúmuls d'hadrons, a partir de la fragmentació dels partons, és un procés on no es pot aplicar QCD pertorbativa (llegiu la secció 2.3).

La comprensió de la dinàmica passa per contrastar els resultats dels càlculs teòrics amb les mesures experimentals. Hem de tenir en compte que els càlculs teòrics de producció de multijets es fan amb quarks i gluons, i no amb els hadrons. Aleshores cal esperar que l'hadronització (secció 2.4 dels quarks i gluons no tinga efectes molt importants en la producció de jets² per a que els càlculs teòrics siguin vàlids.

Les prediccions teòriques de les seccions eficaces de producció de multijets s'obtenen d'estudiar la probabilitat que una parella $q, \bar{q}$ (considerem-los de massa nul·la) radie fins n gluons [BS90] (vegeu figura A.1 i llegiu apèndix A):

²Els efectes de l'hadronització són comprovats fent càlculs a nivell de partons i amb l'ajut d'un model de fragmentació. Aleshores es compara la producció de multijets als dos nivells: partons i hadrons. Aquest punt el tractarem més endavant en la secció 4.2.5

4.2.1 Classificació dels algorismes de reconstrucció de jets

Ja sabem com una parella $q\bar{q}$ pot arribar a radiar n gluons. Sabem també que un esdeveniment a tres jets és originat per un del tipus $q\bar{q}g$. Llavors ens preguntem: quan un dels gluons radiats tindrà entitat suficient per a considerar que tenim un esdeveniment $q\bar{q}g$ (tres jets) en lloc de $q\bar{q}$ (dos jets)? Depen de l'angle d'emissió i l'energia del gluó.

Els algorismes de reconstrucció de jets es poden classificar en dos grups genèrics:

- i) algorismes del tipus con,
- ii) algorismes d'acumulació de partícules.

Els algorismes del tipus con responen a una definició intuïtiva de jet: *feix de partícules col·limades en una regió angular on es troba concentrat el flux d'energia* [SW77]. Aquests algorismes són generalment utilitzats en col·lisions hadró-hadró, però la seua aplicabilitat s'esten a les col·lisions e^+e^- . En les col·lisions hadró-hadró, els algorismes del tipus con solen ser convenients perquè es sol treballar amb informació calorimètrica.

Els algorismes d'acumulació de partícules estan basats en un paràmetre de resolució de jets (y_{cut})³ i en un esquema de recombinació. El paràmetre de resolució de jets sol ser adimensional, i sol tenir el significat d'una massa invariant normalitzada al quadrat de l'energia total de l'esdeveniment.

El motiu de la introducció d'un paràmetre de resolució de jets és per a que les seccions eficaces de producció de multijets estiguen lliures de la divergència col·lineal i la infrarroja (llegiu la secció 2.3.3). Conseqüentment, permet fer comparacions entre els resultats experimentals i els càlculs de QCD pertorbativa. Aquesta asserció deixa de ser vàlida quan y_{cut} esdevé molt menut. En eixe cas, el termes d'ordre superior en l'expressió de la secció eficaç, s'emfasitzen, puix van com potències de $\ln y_{cut}$ [S. 91]. Aleshores qualsevol càlcul de QCD a ordre finit no pot estimar amb exactitud la secció eficaç.

³Ací farem ús de la notació més comuna encara que hi ha altres (per exemple d_{join}).

4.2.2 Algoritmes del tipus con

Amb els algoritmes de tipus con un jet és definit com un conjunt de partícules que tenen el vector moment apuntant en direcció tal, que para dins d'un con de semiangle δ . L'eix del con coincideix amb l'eix del jet i és definit per la suma dels moments de les partícules que l'integren. A més a més, es requereix que l'energia total de les partícules del jet ha de ser major que certa energia ϵ . En summa, un algoritme de tipus con té dos paràmetres bàsics: l'angle d'obertura δ i l'energia mínima ϵ (vegeu la figura 4.11).

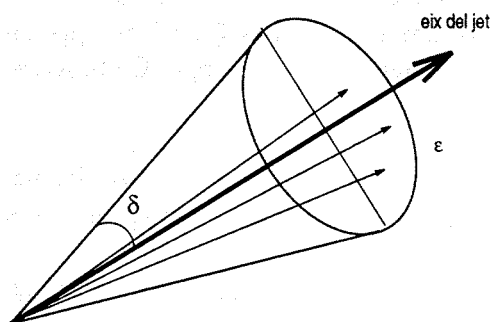


Figura 4.11: Esquema d'un con de semiangle δ i energia de les partícules dins del con $\geq \epsilon$.

Els valors òptims de δ i ϵ s'estimen per a cada experiment fent estudis de la secció eficaç de producció de multijets.

Una característica important d'aquest tipus d'algoritmes és que una cop reconstruïts els jets d'un esdeveniment, podem trobar-nos en el cas que hi hagen partícules que no estan associades a cap jet. Aquestes partícules són fonamentalment partícules de baixa energia. Encara que el nombre de partícules no associades siga relativament alt, l'energia no associada només representa una fracció curta de l'energia total.

En un article publicat per OPAL [OPA94] es comparen els jets generats en les col·lisions hadròniques amb els de les col·lisions e^+e^- utilitzant un algoritme d'aquest tipus. Es conclou que els jets amb $E_T \approx 45$ GeV de les col·lisions hadròniques tenen caraterístiques diferents als jets de 45 GeV produïts en LEP. L'origen d'aquesta diferència l'apunten que els jets de les col·lisions hadròniques són fonamentalment jets de gluons

($gg \rightarrow gg$), mentre que en LEP els jets són majoritàriament generats per quarks. En el mateix article, es troba una major similitud entre els jets de col·lisions hadròniques en CDF i els jets originats per gluons en els processos $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$.

4.2.3 Algoritmes d'acumulació

Aquests algorismes recombinen les partícules d'un esdeveniment, per parelles i d'una manera iterativa fins arribar a un nombre a priori indeterminat de jets.

Per tal d'escollir quines dues partícules es recombinen, es sol introduir una mesura y . Aquesta mesura és funció del quadrimoment de les partícules i, j a recombinar: $y_{ij} = y(p_i, p_j)$. Cada iteració consta dels següents passos:

- Aleshores, la mesura és calculada per a totes les possibles parelles de partícules (i, j) que es poden formar en un esdeveniment.
- Seguidament es tria la parella (i_0, j_0) amb menor y_{ij} .
- Si $y_{i_0j_0} < y_{cut}$ es forma una pseudopartícula k amb quadrimoment $p_k = p(p_{i_0}, p_{j_0})$, seguint l'esquema de recombinació escollit. En cas contrari, s'acaben ací les iteracions:
- La pseudopartícula k substitueix la parella (i_0, j_0) en la llista de partícules com si fos una més.

Una volta aturades les iteracions, totes les partícules i pseudopartícules que hi queden per recombinar són considerades com els jets de l'esdeveniment. Totes les partícules recombinades en una mateixa pseudopartícula final (jet) formen el conjunt de partícules d'un jet. Totes les partícules de l'esdeveniment són assignades a algun jet, encara que aquest jet pugui estar format per una única partícula.

Queda per determinar com es fa la mesura $y_{ij} = y(p_i, p_k)$ i com es recombinen les partícules $p_k = p(p_i, p_j)$, sent característic de cada algorisme de reconstrucció de jets.

En la taula 4.1 podem veure un sumari dels diferents algorismes amb les mesures i recombinacions que proposen.

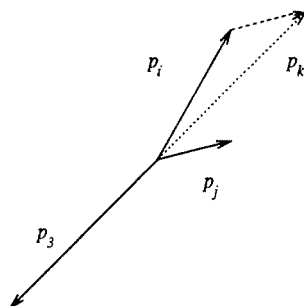


Figura 4.12: Exemple de la recombinació de dos partícules i, j per a donar una pseudo-partícula k : $p_k = p_i + p_j$. La partícula 3 roman com simple espectadora.

Propietats desitjables de la mesura y_{ij} i la recombinació

Nosaltres mirem els jets com si foren partícules lliures. El seu quadrimoment representa per a nosaltres el quadrimoment del quark o gluó que l'ha originat. Aleshores, la mesura i recombinació definides pels algorismes haurien de satisfer certes propietats desitjables [Hes95]:

Condicció de la recombinació: Es desitjable que en la recombinació, el quadrimoment de la pseudo-partícula k siga:

$$p_k = p_i + p_j$$

En cas contrari, el significat físic de p_k no està clar i ja no podem identificar la direcció del jet amb la del partó primari.

Condicció de col·linearitat: La distància mesurada amb y_{ij} entre dos partícules és nul·la, si i sols si, són co-lineals:

$$y_{ij} = 0 \leftrightarrow p_j^\mu = \lambda p_i^\mu \quad \lambda > 0$$

Invariància Lorentz: Les prediccions dels algorismes (per exemple la secció eficaç de producció de multijets) no han de dependre del sistema de referència inercial en el qual es calculen. En el nostre cas, en DELPHI, el sistema laboratori i el centre de masses coincideixen.

Descripció detallada dels algorismes d'acumulació

Els algorismes d'acumulació considerats són:

- Jade
- Durham
- E
- EM
- Lucius

A continuació els detallarem i donarem compte de les seues propietats principals.

Algorisme JADE

Aquest algorisme va ser utilitzat per primera vegada per la col·laboració del mateix nom en un estudi de la producció de multijets en anihilacions e^+e^- a les energies de PETRA [JAD86]. La mesura y es defineix per a cada parella de partícules (i, j) com:

$$y_{ij} = \frac{2E_i E_j (1 - \cos \theta_{ij})}{s}$$

on E_i i E_j són les energies de les partícules i θ_{ij} l'angle que formen els vectors $\vec{p}_i$ i $\vec{p}_j$ (veure figura 4.3.2). Experimentalment es pren l'energia visible en cada esdeveniment $E_{vis} \sim \sqrt{s}$.

La nova pseudopartícula (k) pren el següent quadrimoment:

$$p_k = p_i + p_j$$

Aleshores $\sum E$ i $\sum \vec{p}$ són conservats. Per contra, la mesura definida per aquest algorisme (y_{ij}) no és invariant Lorentz.

Menyspreant la massa de les partícules i, j ($m_i = m_j = 0$), y_{ij} es correspon amb la massa invariant de les dues partícules, normalitzada a l'energia de l'esdeveniment. Per tant, s'introdueix tot seguit un problema relacionat amb les masses de les partícules. Si bé $p_i^2 = p_j^2 = 0$, la nova pseudopartícula k té una massa no nul·la. En efecte, $p_k^2 \neq 0$.

Un avantatge d'aquest mètode és l'escassa influència dels efectes de l'hadronització sobre la producció d'esdeveniments a dos i tres jets

[JAD91] (vegeu la figura 4.15). Contràriament, aquest mètode de reconstrucció de jets genera certes indesitjades correlacions cinemàtiques [BS90], sobretot a baix y_{cut} . A cada ordre n de teoria de pertorbacions, l'emissió de gluons de baixa energia apareix com termes del tipus (secció 2.3.3):

$$\left(\frac{C_F \alpha_s}{\pi}\right)^n \ln^{2n} y$$

L'exponenciació dels logaritmes té com efecte que el càlcul siga invalidat, àdhuc a un ordre fix en teoria de pertorbacions.

El problema de les correlacions cinemàtiques es pot explicar a nivell de partons de la forma següent: imaginem dos gluons i, j de baixa energia ($E_i \ll \sqrt{s}, E_j \ll \sqrt{s}$), per tant, aquesta parella de gluons tindrà una mesura y_{ij} molt menuda, encara que estiguen molt separats (és a dir, gran angle relatiu). Conseqüentment l'algoritme tindrà tendència a recombinar-los en lloc d'associar-los amb quarks de gran energia. Com resultat final, podem tenir un jet *artificial* compost per partícules de molt baixa energia [BS92] (vegeu la figura 4.13).

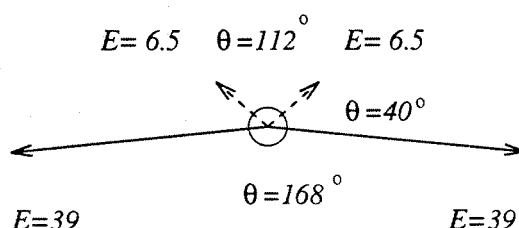


Figura 4.13: Exemple d'un esdeveniment a dos jets que l'algoritme JADE el reconstruiria de tres jets a un $y_{cut} = 0.015$. La primera parella recombinada seria la formada per les dos menys energètiques.

Els jets comencen a formar-se associant les partícules menys energètiques. Les darreres partícules en ser associades són les més energètiques. Precisament, aquestes són les que tenen un major pes en la direcció del jet. El resultat serà: una volta format el jet, les partícules menys energètiques podran estar orientades en qualsevol direcció respecte a l'eix del jet (llegiu la secció 4.3.4 i veure figura 4.27). Fins i tot no serà gens estrany trobar-ne en sentit oposat a la direcció del jet.

Algoritme DURHAM

Originalment introduït per S. Catani, B. Webber i col·laboradors [S. 91], aquest algoritme defineix una mesura definida amb el moment de les dues partícules. Per això aquest algoritme també és anomenat $k_{\perp}$.

La definició exacta de la mesura per a l'algoritme Durham és:

$$y_{ij} = \frac{2 \min(E_i^2, E_j^2)(1 - \cos \theta_{ij})}{E_{vis}^2}$$

La recombinació de partícules es fa sumant els quadrimoments:

$$p_k = p_i + p_j$$

per tant l'energia i el moment total: $\sum E$ i $\sum \vec{p}$ són de nou quantitats conservades. Evidentment, aquest algoritme tampoc és invariant Lorentz. El problema de menysprear la massa de les partícules torna a aparèixer. Efectivament, hem fet l'aproximació $E_i \approx |\vec{p}_i|$ per a calcular el $k_{\perp}$ i per a la pseudo-partícula k , eixa aproximació deixa de ser vàlida.

Amb l'algoritme Durham, un gluó de baixa energia només serà recombinat amb un altre gluó de baixa energia i no amb un partó d'energia major, si l'angle que forma amb l'altre gluó és menor que el que forma amb la partícula d'energia major (vegeu la figura 4.14). Açò resol els problemes d'exponenciació dels logaritmes. Per tant es poden fer càlculs teòrics de seccions eficaces de producció de jets a baix y_{cut} .

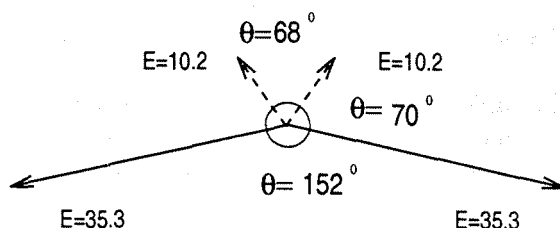


Figura 4.14: Exemple d'un esdeveniment a dos jets que l'algoritme Durham el reconstruiria de tres jets ($y_{cut} = 0.0157$).

Allò referent a les partícules de baixa energia que volen en sentit contrari a l'eix del jet, l'efecte no serà doncs tan important com en el cas de l'algoritme JADE (vegeu la figura 4.27).

Algoritme E

Aquest algoritme sigué un dels primers en aparèixer. Originalment el va idear Z. Kunst mentre feia càlculs de seccions eficaces de producció de jets a ordre α_s^2 [Kun81]. La mesura y_{ij} es defineix ara com la massa invariant de les partícules (i, j) normalitzada a l'energia en CM:

$$y_{ij} = \frac{(p_i + p_j)^2}{s}$$

La recombinació de partícules es torna a fer exactament de la mateixa manera que en el cas de JADE (quadriment de la pseudopartícula k , és la suma de quadrimoments de les recombinades i, j):

$$p_k = p_i + p_j$$

per tant l'energia i el moment total: $\sum E$ i $\sum \vec{p}$ són conservades de nou. Evidentment la mesura y_{ij} és un invariant Lorentz.

Algoritme EM

Un concepte tan ben conegut com ho és la massa invariant, ens resulta fins i tot intuïtiu per a definir una mesura entre partícules. Ara bé, no és tampoc massa còmode quan volem calcular algun observable dels jets, sobre tot quan volem anar fins segon ordre. Aquest problema va ser tractat per A. Santamaría, G. Rodrigo i M. Bilenky. Fruit del seu treball introduïren un nou algoritme, la mesura del qual era la mesura del algoritme E lleument modificada [SRB95]. Concretament:

$$y_{ij} = \frac{2p_i p_j}{s^2}$$

La recombinació de partícules es fa exactament de la mateixa forma que en el cas de Jade i Durham, sumant els quadrimoments:

$$p_k = p_i + p_j$$

per tant, l'energia i el moment total: $\sum E$ i $\sum \vec{p}$ són conservats però si és invariant Lorentz.

Aquest algoritme és com l'algoritme E, tret que a l'hora de calcular la mesura y_{ij} mensyprea el terme constant de la massa de les partícules:

$$y_{ij}(E) = \frac{(p_i + p_j)^2}{s^2} = \frac{m_i^2 + m_j^2}{s^2} + y_{ij}(EM)$$

Aleshores per a valors grans de y_{cut} , E i EM seran algorismes molt semblants i les diferències més substancials apareixeran amb valors menuts del y_{cut} .

Algoritme LUCLUS

Algoritme formulat per T. Sjöstrand [Sjo93]. Defineix una mesura entre partícules amb un esperit prou diferent al dels altres algorismes definit fins ara. La idea és evitar que se formen artificialment cúmuls de partícules de baix moment.

La mesura entre dues partícules i, j és la següent:

$$d_{ij}^2 = \frac{4|\vec{p}_i|^2|\vec{p}_j|^2 \sin^2(\theta_{ij}/2)}{(|\vec{p}_i| + |\vec{p}_j|)^2} = \frac{2|\vec{p}_i|^2|\vec{p}_j|^2(1 - \cos \theta_{ij})}{(|\vec{p}_i| + |\vec{p}_j|)^2}$$

El paràmetre de resolució de jets ara s'anomena d_{join} i té dimensions d'energia, ja que d_{ij} en té. La recombinació de partícules és, de nou, la suma de quadrimoments:

$$p_k = p_i + p_j$$

per tant, l'energia i el moment total: $\sum E$ i $\sum \vec{p}$ també són conservades per aquest algoritme. Tampoc satisfà la invariància Lorentz.

Un avantatge, que presenta LUCLUS és que els jets romanen més col·limats i no es troben partícules dins d'un jet viatjant en la direcció oposada al jet.

Un problema que presenta aquest algoritme és que no pot ser tractat teòricament amb càlculs de QCD pertorbativa i, per tant, no es poden comparar els seus resultats amb cap predicció teòrica.

Altres algorismes

Encara ens queden per definir altres tipus d'algorismes d'acumulació, però la descripció detallada de tots queda fora de l'abast d'aquest treball. En la taula 4.1 els podem trobar resumits.

4.2.4 Producció de jets

Ara passem a estudiar les fraccions de producció de jets en funció del seu paràmetre de resolució (y_{cut}) per a diferents algorismes. Estudiarem principalment les fraccions de producció de dos, tres i quatre o mes

Taula 4.1: Llista dels algorismes de reconstrucció de jets

Algoritme	Mesura	Recombinació
Jade	$\frac{2E_i E_j (1 - \cos \theta_{ij})}{s}$	$p_k = p_i + p_j$
Durham	$\frac{2 \min(E_i^2, E_j^2) (1 - \cos \theta_{ij})}{s}$	$p_k = p_i + p_j$
E	$\frac{(p_i + p_j)^2}{s}$	$p_k = p_i + p_j$
E0	$\frac{(p_i + p_j)^2}{s}$	$E_k = E_i + E_j$ $\vec{p}_k = \frac{E_k}{ \vec{p}_i + \vec{p}_j } (\vec{p}_i + \vec{p}_j)$
EM	$\frac{2p_i p_j}{s}$	$p_k = p_i + p_j$
P	$\frac{(p_i + p_j)^2}{s}$	$\vec{p}_k = \vec{p}_i + \vec{p}_j$ $E_k = \vec{p}_k $
Geneva	$\frac{8E_i E_j (1 - \cos \theta_{ij})}{9 (E_i + E_j)^2}$	$p_k = p_i + p_j$
Lucius	$\frac{4 \vec{p}_i ^2 \vec{p}_j ^2 \sin^2(\theta_{ij}/2)}{(\vec{p}_i + \vec{p}_j)^2}$	$p_k = p_i + p_j$

jets⁴. Els efectes deguts a la producció de més de quatre jets només es manifestaran quan es consideren y_{cut} molt baixos. En eixe cas, les correccions d'ordre superior ($\mathcal{O}(\alpha_s^3)$) es fan importants.

En la figura 4.15 podem veure les fraccions de producció d'esdeveniment a dos, tres i quatre jets amb obtingudes quatre algorismes diferents. En la figura incloquem la producció de jets tant a nivell de partons com a nivell d'hadrons.

⁴Ens parem en quatre jets perquè per a fer els càlculs teòrics podem anar fins segon ordre en teoria de perturbacions. La producció de més de quatre jets requereix fer un estudi a ordres majors. Així, si quan hem reconstruït els jets d'un esdeveniment, trobem que aquest en té més de quatre, aquest cas l'inclourem com producció de quatre jets.

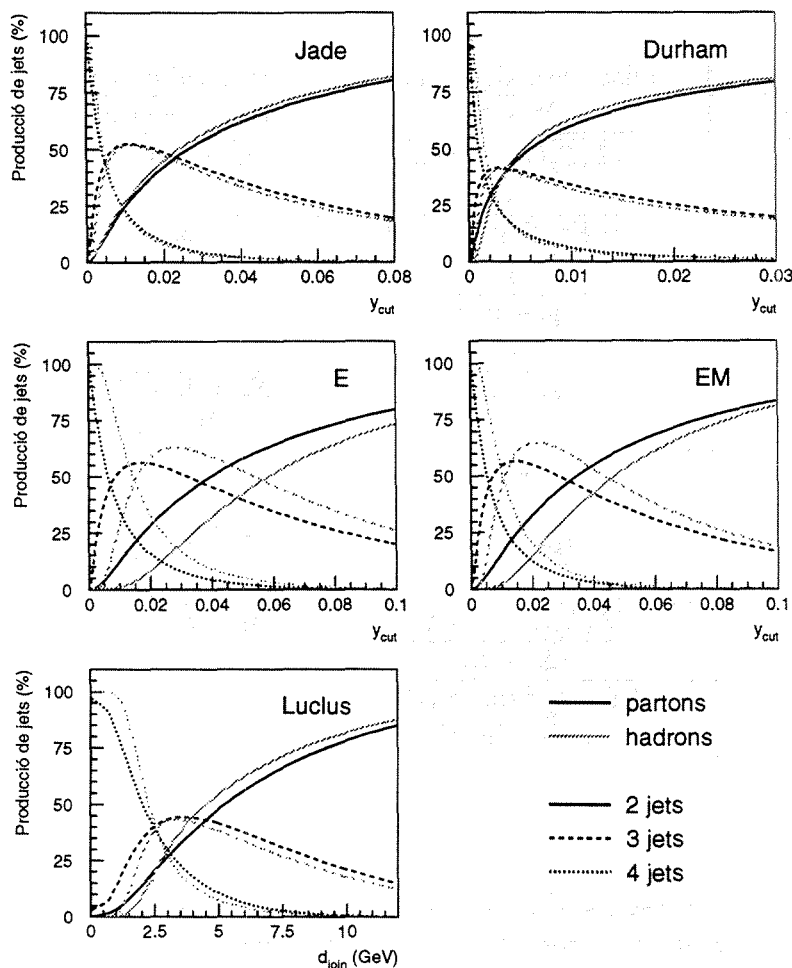


Figura 4.15: Fraccions de producció d'esdeveniments multijets en funció del paràmetre de resolució de jets (y_{cut} , d_{join}) per als diferents algorismes estudiats. Les corbes negres corresponen als càlculs a nivell de partons i les clares a nivell d'hadrons.

La producció de jets estudiada en la figura 4.15 està obtinguda amb 1097772 esdeveniments $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow \text{hadrons}$ a $\sqrt{s} = M_Z$ produïts amb el generador de Monte Carlo JETSET 7.3 [Sjo93], amb paràmetres ajustats per a que reproduïsquen bé les propietats de les desintegracions hadròniques del Z^0 observades en el detector DELPHI [DEL95d].

En la figura 4.15 cada esdeveniment ha estat estudiat a dos nivells: partons i hadrons. Els jets han estat reconstruïts tenint en compte totes les partícules que s'han format: quarks, gluons i fotons radiats a nivell de partons. Tots els hadrons estables, carregats i neutres, més també els fotons de les cascades hadròniques, a nivell d'hadrons.

Per a tots els algorismes, a valors molt alts del paràmetre de resolució, els esdeveniments es reconstrueixen principalment a dos jets. S'observa igualment, que per a valors baixos de y_{cut} domina la producció de tres i quatre jets. Cal destacar també que la producció de tres jets té un màxim a un cert $y_{cut} = y_{3m}$. La diferència de les escales de cada algorisme és un reflexe del diferent significat de les mesures y_{ij} .

La secció eficaç de producció depen de y_{cut} . Aleshores hi haurà un cert $y_{cut} = y_{43}$ amb el qual l'esdeveniment pasara de ser de quatre jets a ser de tres. Idem, la transició de tres a dos jets es farà quan $y_{cut} = y_{32}$.

4.2.5 Efectes de l'hadronització

La diferent secció eficaç de producció de jets a nivell de partons i a hadrons exhibida en la figura 4.15, és un dels efectes de l'hadronització 2.4. Aquests efectes depenen de l'algorisme estem utilitzat. Part de culpa cal trobar-la en els efectes deguts a les masses de les partícules. En efecte, a nivell de partons totes les masses són pràcticament nul·les (excepció feta per a les masses dels quark c i b). A nivell d'hadrons tenim: fotons, electrons, muons, kaons, protons i neutrons, tota una gama de masses diferents. Bé que aquestes partícules en la majoria dels casos són relativistes, però encara en queden molts on la massa té certa relevància. Aleshores els resultats de la formació de cúmuls depen de considerar o no la massa de les partícules involucrades.

Comparem les produccions de jets a nivell d'hadrons i partons per als algorismes JADE i E. Si totes les partícules tingueren massa nul·la, els resultats de l'algorisme E serien idèntics als de JADE. La gran diferència que exhibeix l'algorisme E respecte a JADE, en la figura 4.15 és únicament deguda a la massa. Els resultats de l'algorisme EM recolzen aquesta idea, puix, la diferència entre els jets a nivell de partons i hadrons no són tan grans com per a l'algorisme E.

Parametrització dels efectes de l'hadronització

Varies són les magnituds susceptibles de parametritzar els efectes de l'hadronització. A continuació en enumerem i estudiem algunes d'elles.

Δy_{32} Podem estudiar per exemple quina és la diferència entre els paràmetres de resolució de jets per a passar de tres a dos jets a nivell d'hadrons i partons:

$$\Delta y_{32} = \frac{y_{32}(\text{partons}) - y_{32}(\text{hadrons})}{y_{32}(\text{partons}) + y_{32}(\text{hadrons})}$$

Taula 4.2: Valors mitjans de Δy_{32} per a diferents algorismes.

Algoritme	$\langle \Delta y_{32} \rangle$	$\sigma_{\Delta y_{32}}$
Jade	-0.0242	0.0003
Durham	-0.0513	0.0010
E	-0.2047	0.0004
EM	-0.1707	0.0003
Luclus	0.0165	0.0001

En la taula 4.2 es pot veure els valors de Δy_{32} per a diferents algorismes. El fet de tindre una multiplicitat major a nivell d'hadrons implica que els esdeveniments amb dos jets paren un poc mes oberts. Pertant l'estructura de dos jets, encara que a lo millor siga evident, no és tan obvia com ho és en el cas de partons. És per això, pel que Δy_{32} és negatiu.

El menor efecte és per a Durham gràcies a la seua mesura del tipus $k_{\perp}$ i no massa invariant com els altres tres. Remarquem també que l'algoritme E és el que pateix un major efecte.

Màxima producció d'esdeveniments a tres jets Ja hem vist que hi ha un valor de $y_{cut} = y_{3m}$ amb el qual s'obté una producció d'esdeveniments a tres jets màxima (secció 4.2.4). Podem comparar doncs y_{3m} a nivell de partons i d'hadrons.

Per als algorismes Jade i Durham, la producció màxima de tres jets es dona per al mateix valor de y_{cut} a nivell de partons i d'hadrons (taula

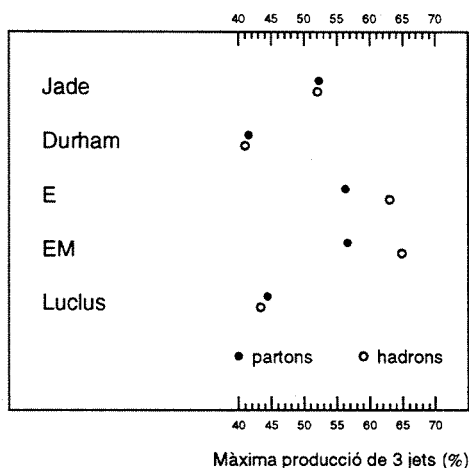


Figura 4.16: Mxima producció de 3 jets a nivell d'hadrons i partons per als diferents algoritmes.

4.3). Els efectes de l'hadronització sobre aquesta variable són considerables per als algoritmes E i EM (figura 4.16).

Puresa del jets Pels efectes de l'hadronització, un esdeveniment pot tenir un nombre diferent de jets a nivell de partons i hadrons per a un determinat y_{cut} . Podem definir doncs:

$$P_{n3} = \frac{\text{Evts. } n \text{ jets de partons i 3 jets d'hadrons}}{\text{Evts. 3 jets d'hadrons}}$$

Si definim un veritable esdeveniment de tres jets com aquell que en té tres a nivell de partons: P_{33} és la puresa dels esdeveniments de tres jets.

Les fraccions d'esdeveniments de tres jets a nivell d'hadrons que ho eren de dos, tres i quatre jets a nivell de partons, estan representades en la figura 4.17. Per a cada y_{cut} : $\sum_n P_{n3} = 1$.

En la figura 4.17 demostrem que la puresa dels jets depen del y_{cut} . La puresa és baixa per a valor baixos de y_{cut} . Hi els efectes de la fragmentació són molt grans. Tenim un rang d' y_{cut} on la puresa canvia

Taula 4.3: Màxima producció d'esdeveniments a tres jets (f_3).

Algoritme	y_{3m} partó	$f_3(\%)$	y_{3m} hadró	$f_3(\%)$
Jade	0.011	52.26 ± 0.01	0.011	52.04 ± 0.01
Durham	0.003	41.55 ± 0.05	0.004	41.02 ± 0.01
E	0.018	56.26 ± 0.01	0.028	63.04 ± 0.01
EM	0.015	56.64 ± 0.01	0.022	64.88 ± 0.01
Lucius	3.70	44.44 ± 0.01	3.40	43.36 ± 0.01

molt ràpidament. Finalment, hi ha un rang per al qual presenta un **plateau** (figura 4.17). Eixe és el rang d' y_{cut} on interessa treballar per tal de minimitzar els efectes de l'hadronització.

Veiem que les pureces que s'obtenen per a JADE i DURHAM són més altes (efectes de l'hadronització menors) que per a E i EM (efectes majors).

Eficiència dels jets També podem estudiar quants esdeveniments a tres jets a nivell de partons es reconstruïxen a 3 jets a nivell d'hadrons. Definim doncs, l'eficiència dels esdeveniments de tres jets com:

$$E_{3n} = \frac{\text{Evts. 3 jets de partons i } n \text{ jets d'hadrons}}{\text{Evts. 3 jets de partons}}$$

Les tres corbes presentades en la figura 4.18) són les probabilitats de que un esdeveniment a tres jets a nivell de partons, siga reconstruït a dos, tres o quatre jets a nivell d'hadrons (E_{3n} , $n = 2, 3, 4$). De nou per a cada valor de y_{cut} tenim que $\sum_n E_{3n} = 1$. L'eficiència també depen del y_{cut} i s'observa un **plateau** per a un cert rangue de y_{cut} .

En la figura 4.18 veiem que els algoritmes E i EM tenen el **plateau** al mateix nivell que Durham i Jade (efectes de l'hadronització similars).

Direcció dels jets Una de les nostres preocupacions és que els jets reconstruïts ens proporcionen una bona estimació de la direcció dels partons inicials. Aleshores, es pot comparar l'angle que formen els jets a nivell d'hadrons amb els jets de partons (vegeu la figura 4.19). Hem d'associar doncs cada jet a nivell d'hadrons a un jet a nivell de partons. Si per a un esdeveniment donat, els hadrons i partons no formen

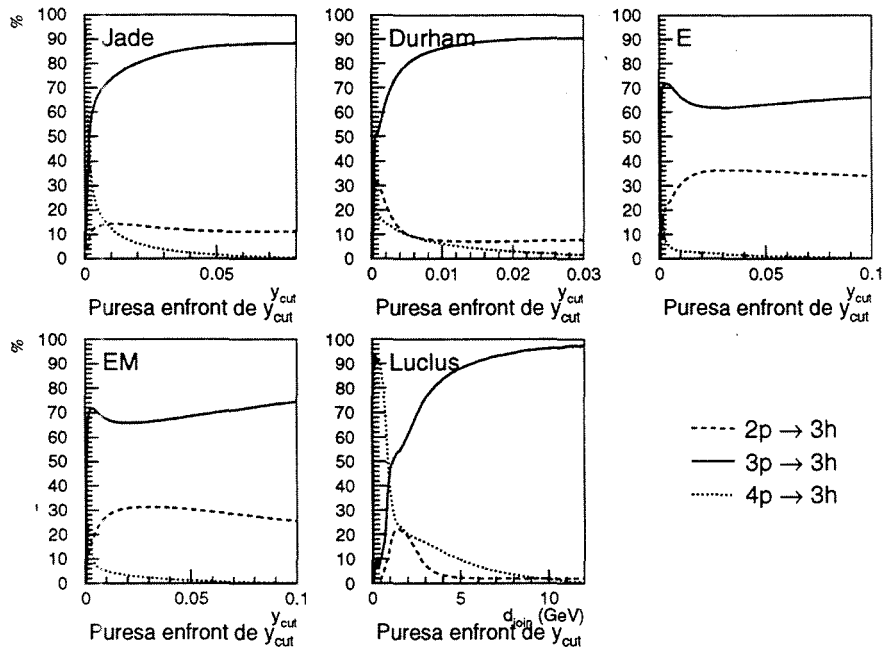


Figura 4.17: Puresa dels esdeveniments de tres jets en funció del paràmetre de resolució de jets (y_{cut}) amb l'algoritme de: a) JADE; b) DURHAM; c) E; d) ARCADL.

el mateix nombre de jets, s'introdueix una complicació adicional (complicació que ja hem estudiat amb les pureces i eficiències). Així que només són considerats aquells esdeveniments on tenim tres jets als dos nivells. Aleshores, cada jet a nivell d'hadrons es associat al jet a nivell de partons més pròxim.

En la taula 4.4 tenim l'angle que forma cada jet d'hadrons amb els jet de partons associat. Si ens fixem en els dos jets de quarks, vem que l'angle entre els jets és més precís per al jet més energètic. De la mateixa la precisió en el jet de gluó es pijor que en el cas dels quarks, sobre tot degut a que el jet de gluó, sol ser el menys energètic dels tres.

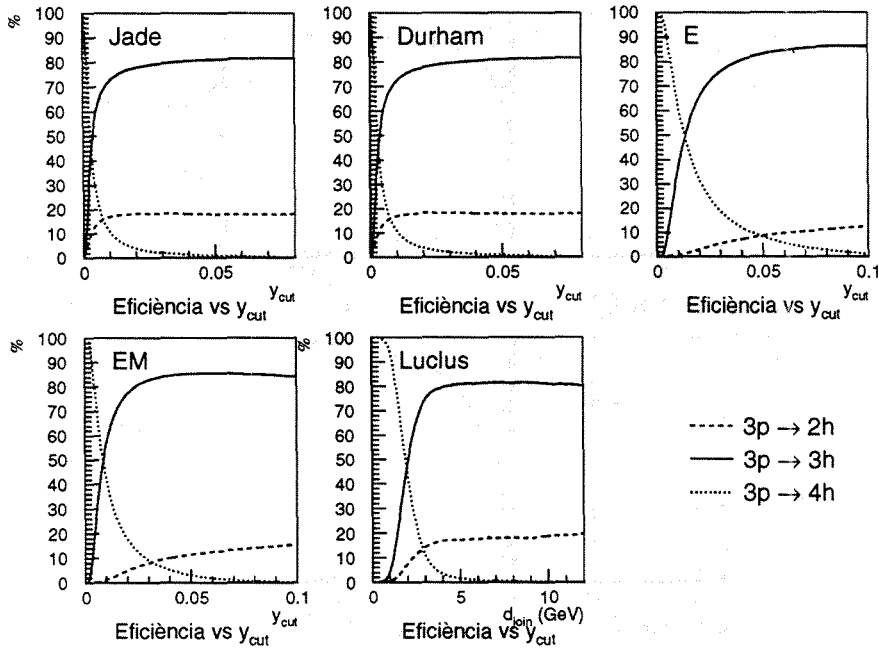


Figura 4.18: Eficiència dels esdeveniments de tres jets a nivell de partons per a ser reconstruïts a $n = 2, 3, 4$ jets a nivell d'hadrons, en funció del paràmetre de resolució de jets (y_{cut}) amb l'algoritme de: a) JADE; b) DURHAM; c) E; d) ARCAD.

Energia dels jets Imaginem un esdeveniment reconstruït a tres jets als dos nivells: partons i hadrons. Aleshores tindrem les energies dels jets E_{p3} i E_{h3} a nivell de partons i hadrons respectivament. Els efectes combinats de l'hadronització i de l'algoritme de reconstrucció de jets, actuaran combinats per a que les energies siguin paregudes però no idèntiques ($E_{p3} \approx E_{h3}$).

En la taula 4.5 tenim comparat per a cada algoritme la diferència en l'energia del tercer jet a nivell de partons i hadrons.

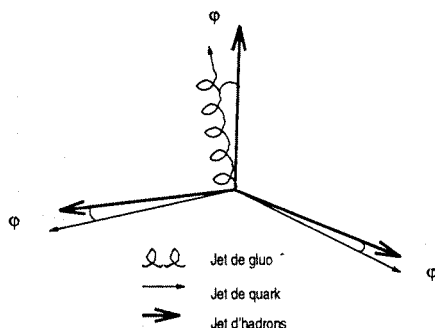


Figura 4.19: Representació esquemàtica de l'angle que formen els tres jets hadrònics d'un esdeveniment amb els jets de partons (quarks i gluó)

Taula 4.4: Angle entre els jets d'hadró i partons.

Algoritme	y_{cut}	$\Delta\phi_{jet_1}$ (graus)	$\Delta\phi_{jet_2}$ (graus)	$\Delta\phi_{jet_3}$ (graus)
Jade	0.04	3.26 ± 0.01	4.62 ± 0.01	8.88 ± 0.02
Durham	0.02	3.24 ± 0.01	4.62 ± 0.01	6.47 ± 0.02
E	0.06	3.24 ± 0.01	4.64 ± 0.01	10.05 ± 0.02
EM	0.05	3.23 ± 0.01	4.62 ± 0.01	9.68 ± 0.02

4.3 Alguns observables dels jets

Una volta reconstruïts els jets d'un esdeveniment hadrònic, ens interessa estudiar quines són les propietats més rellevants dels jets [CUB93]. Aquestes propietats les podem englobar en dos conjunts:

- i) propietats generals del jet: energia, direcció, massa invariant, esfericitat...
- ii) propietats relacionades amb les partícules que pertanyen al jet: multiplicitat, moment transversal, *rapidity*...

El segon conjunt de propietat depen explícitament del mètode de reconstrucció de jets que s'hi aplique. El paràmetre de resolució de jets tindrà una influència major sobre les propietats generals del jet. Per

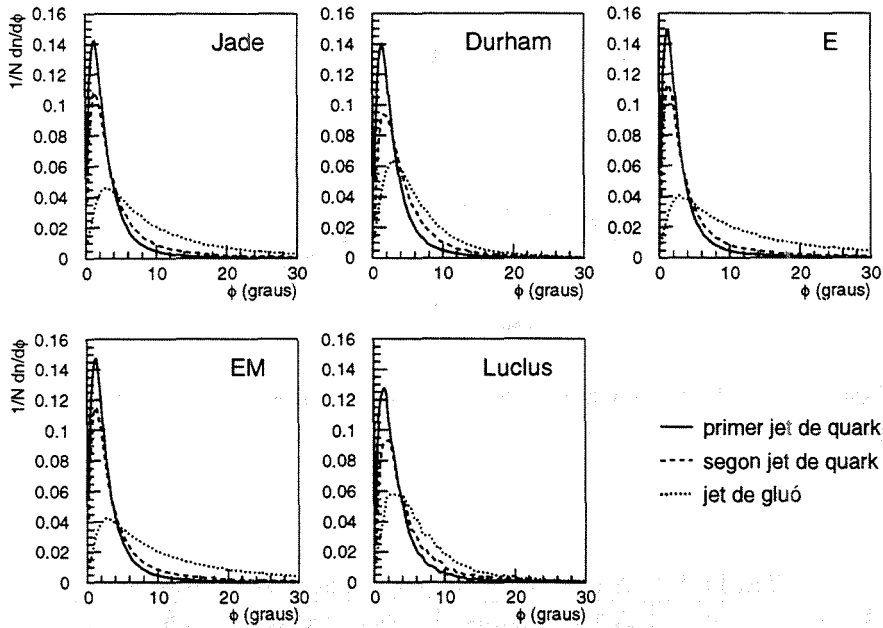


Figura 4.20: Angle format pels jets de partons i hadrons en esdeveniments de tres jets i en funció de l'algoritme de reconstrucció de jets.

exemple, a major valors de y_{cut} la massa invariant mínima entre jets serà major i conseqüentment l'energia i l'angle d'apertura entre els jets també ho serà.

Els observables dels jets els podríem classificar segons un altre criteri. Per exemple, hi ha observables, que depenen fonamentalment de les partícules més energètiques del jet (direcció, esfericitat, flux d'energia...) i altres que són dominats per les partícules menys energètiques (multiplicitat, angle respecte a l'eix del jet, p_t ...). Aquesta observació és important, per lo qual ho tindrem en compte per tal d'estudiar certes variables topològiques de jets originats per diferents partícules, en concret: quarks i gluons.

Taula 4.5: Energia del tercer jet a nivell de partons i hadrons.

Algoritme	y_{cut}	$\langle E_{p3} \rangle$ (GeV)	$\langle E_{h3} \rangle$ (GeV)	$\sim \Delta E$ (%)
Jade	0.04	19.01 ± 0.01	19.52 ± 0.01	2.6
Durham	0.01	20.31 ± 0.01	20.53 ± 0.01	1.1
E	0.06	19.40 ± 0.01	18.66 ± 0.01	3.8
EM	0.05	19.27 ± 0.01	18.50 ± 0.01	4.0
Luclus	7.00	21.93 ± 0.01	22.06 ± 0.01	0.6

4.3.1 Energia dels jets

Degut a les imprecisions del detector (llegiu secció 3.3), la mesura experimental de l'energia del jets prou distar molt de la real. Aquesta dificultat pot ser salvada si aprofitem el fet que la direcció dels jets si que està prou ben mesurada principalment per dos motius:

- les partícules per a les quals tenim una menor eficiència de detecció són les partícules de baixa energia. Aquestes són además les que tenen un menor pes específic a l'hora de definir la direcció del jet.
- Compensació: les ineficiències de detecció no van sempre en el mateix sentit. L'error introduït en la direcció del jet per la no detecció d'una partícula, pot ser parcialment compensat per la no detecció d'un altra partícula, o eventualment, pel mal mesurament del seu moment.

Estimar l'energia de cada jet en un esdeveniment de dos jets és fàcil. Sabem que $E_1 + E_2 = \sqrt{s}$ i per conservació del moment: $E_1 = E_2 = \sqrt{s}/2$. Però experimentalment podem trobar que els jets reconstruïts tenen energies $E_1 \neq E_2 \neq \sqrt{s}/2$ degut als efectes del detector. Per a un esdeveniment a tres jets o més, aquests comptes tan simples no es poden fer.

4.3.2 La regla del triangle

Per a un esdeveniment a tres jets hem de fer ús dels angles que formen entre sí els tres jets. Per simplificar-ho considerem un esdeveniment amb tres partícules de massa nul·la. En centre de masses tindrem que:

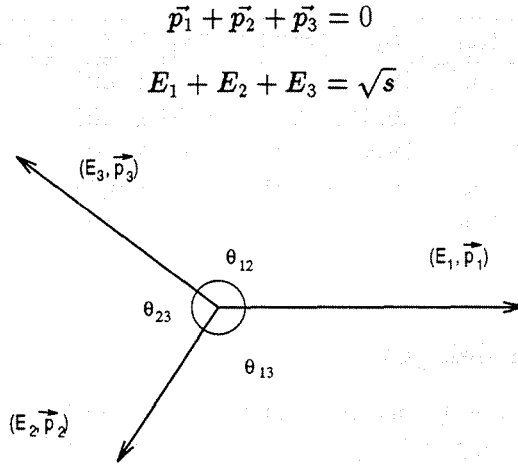


Figura 4.21: Esquema de la cinemàtica en una desintegració a tres partícules.

per tant l'esdeveniment està contingut en un pla. Si considerem partícules amb $m_i = 0$ aleshores $E_i = |\vec{p}_i|$ amb $i = 1, 2, 3$. Si θ_{ij} és l'angle que formen les partícules i, j , tenim que l'energia de la partícula k és:

$$E_k = \sqrt{s} \frac{\sin \theta_{ij}}{\sin \theta_{12} + \sin \theta_{23} + \sin \theta_{13}} \quad (4.1)$$

En la cinemàtica de tres cossos, si fixem les energies de les partícules fixem els angles entre elles. Així en el cas de massa nul·la:

$$\cos \theta_{ij} = 1 + 2 \frac{1 - x_i - x_j}{x_i x_j} \quad (4.2)$$

amb $x_i = 2p_i q / q^2$. Si treballem en el sistema de referència centre de $q = (\sqrt{s}, \vec{0}) \rightarrow x_i = 2E_i / \sqrt{s}$.

Per al cas de partícules massives, també es pot calcular l'angle entre les partícules en funció de l'energia de cada una.

$$\cos \theta_{ij} = \frac{1}{\beta_i \beta_j} \left(1 + 2 \frac{(1 - x_i - x_j)}{x_i x_j} + \frac{m_i^2 + m_j^2 - m_k^2}{s} \frac{2}{x_i x_j} \right) \quad (4.3)$$

Aquesta és l'expressió generalitzada de la regla del triangle. De fet, quan $m_i = 0 \rightarrow \beta_i = 1$ i l'equació 4.3 es redueix 4.2.

Podem fer ús de la regla del triangle per a calcular les energies dels jets en esdeveniments del tipus $q\bar{q}g$ o $q\bar{q}\gamma$, prenent $m_q = m_g = m_\gamma = 0$. En el cas contrari⁵, la mera aplicació de la regla del triangle, ens indueix a un error en l'energia dels jets. Evidentment hem d'aplicar l'expressió generalitzada. La quantificació d'aquest error la podem veure en la figura 4.22.

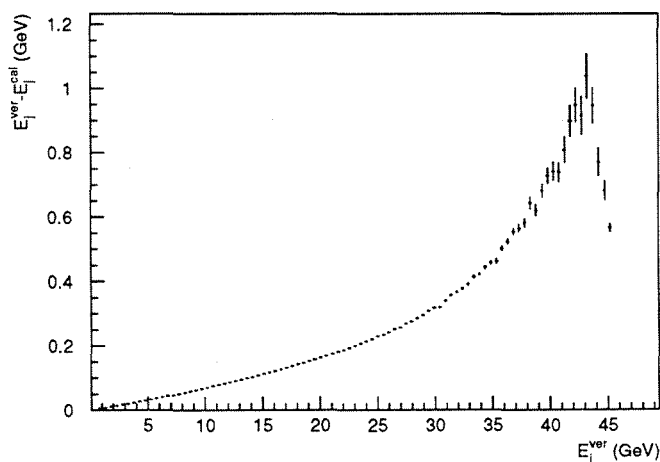


Figura 4.22: Diferència entre l'energia calculada per als jets de gluons i energia real en esdeveniments $q\bar{q}g$ ($m_q = 5$ GeV, $m_g = 0$ i $E_{cm} = M_{Z^0}$).

Resolució en l'energia

Amb esdeveniments hadrònics generats pel MC JETSET 7.3 i amb una completa simulació completa del detector DELPHI (llegiu la secció 3.4) hem pogut estimar la resolució en l'energia calculada E_j^{cal} del jet amb

⁵ Pensem en particular en el cas del quark b que te una massa no menyspreable en molts problemes i aproximadament de 5 GeV.

l'equació 4.1 per a donar l'energia verdadera E_j^{ver} . A més a més hem pogut comparar amb la resolució de l'energia reconstruïda E_j^{rec} .

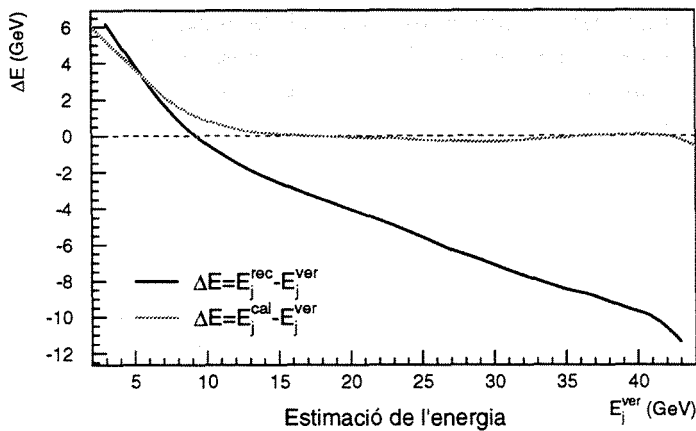


Figura 4.23: Resolució en energia. L'energia reconstruïda pel detector (E_j^{rec}) estima deficientment l'energia verdadera E_j^{ver} . L'energia calculada amb la regla del triangle ens proporciona una bona estimació de l'energia E_j^{ver} .

En la figura 4.23 tenim comparades l'energia calculada i l'energia reconstruïda front a la verdadera. En la figura 4.24 tenim la resolució de cada una de les dos formes d'estimar l'energia, per a jets de 15 GeV.

Veiem com l'ús de l'energia E_j^{cal} segons l'equació 4.1 té dos efectes positius:

- 1- corregeix la pèrdua d'energia degut a les deficiències del detector,
- 2- millora la resolució en energia.

En la taula 4.6 tenim comparada la resolució de E_j^{cal} i E_j^{rec} en funció de E_j^{ver} .

Influència del y_{cut} sobre l'energia dels jets

Sabem que el nombre de jets d'un esdeveniment depen del y_{cut} . Per a l'algoritme Jade, quan més gran siga el y_{cut} major serà la massa invariant

Taula 4.6: Resolució de l'energia calculada, E_j^{cal} , i reconstruïda, E_j^{rec} , en funció de l'energia del jet, E_j^{ver} .

E_j^{ver} (GeV)	$\sigma_{E_j^{cal}}$ (GeV)	$\sigma_{E_j^{rec}}$ (GeV)
15	2.3	3.1
40	1.5	7.0

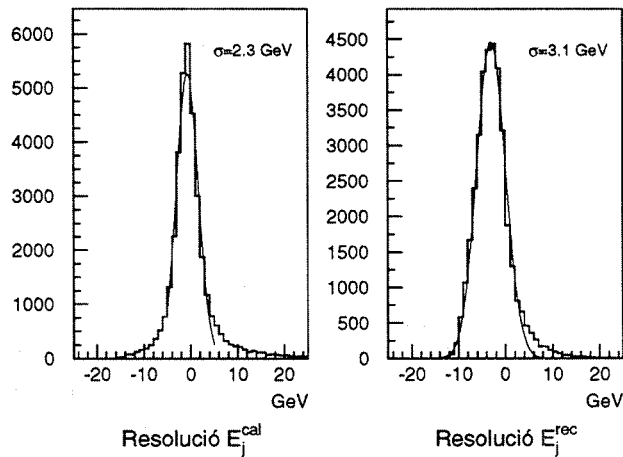


Figura 4.24: Resolució en energia per a jets de 15 GeV.

entre jets. Per al algoritme Durham major serà l'energia transversal.

En la gràfica 4.25 tenim l'energia dels esdeveniments de tres jets per a l'algoritme Jade en funció del y_{cut} . Observem que al augmentar el y_{cut} els tres jets tendeixen a tindre la mateixa energia.

4.3.3 Esfericitat dels jets

En el capítol dedicat a la introducció teòrica hem parlat de l'esfericitat dels esdeveniments hadrònics (llegiu la secció 2.5.3).

L'esfericitat també pot ser utilitzada en el contexte de la física de jets. És útil per tal d'estudiar com es distribueix el fluxe d'energia al voltant de l'eix del jet.

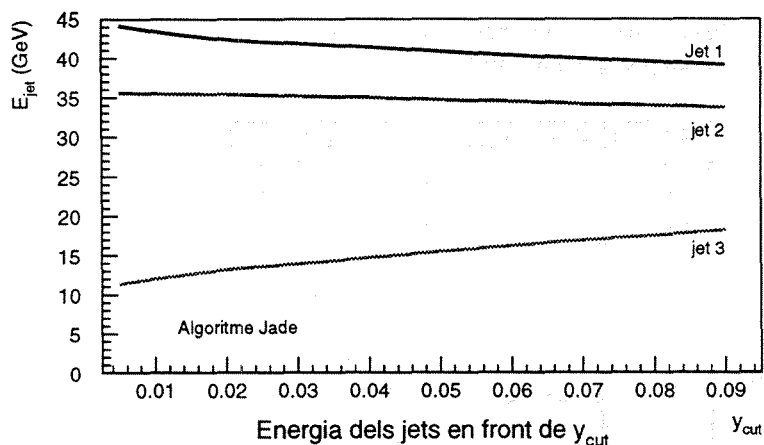


Figura 4.25: Energia dels jets en funció del paràmetre de resolució y_{cut} .

En la figura 4.26, tenim representada l'esfericitat de tots els jets dels esdeveniments de tres jets, reconstruïts en diferents algorismes.

La distribució per a Jade és més ampla que la de Durham. Aleshores, amb l'algoritme Jade els jets són més variats: és a dir, té la capacitat de reconstruir jets on el fluxe d'energia està més i menys concentrat, al voltant de l'eix del jet, que ho fa Durham.

4.3.4 Partícules dins del jet

Ara passem a estudiar les propietats de les partícules de cada jet segons els diferents algorismes. Estudiarem propietats tals com l'angle i moment transversal de les partícules respecte a l'eix del jet, i **rapidity**.

En lo que segueix, parlarem exclusivament d'esdeveniments a tres jets obessos amb la desintegració hadrònica del Z^0 . Si en cap moment no seguim aquesta regla, farem referència explícita.

Angle de les partícules respecte a l'eix del jet

Considerem un jet amb n partícules associades. Estudiem doncs l'angle de les partícules respecte a l'eix del jet per a cada algoritme. Els algorismes donant els jets més colimats, són aquells que comencen a fer els

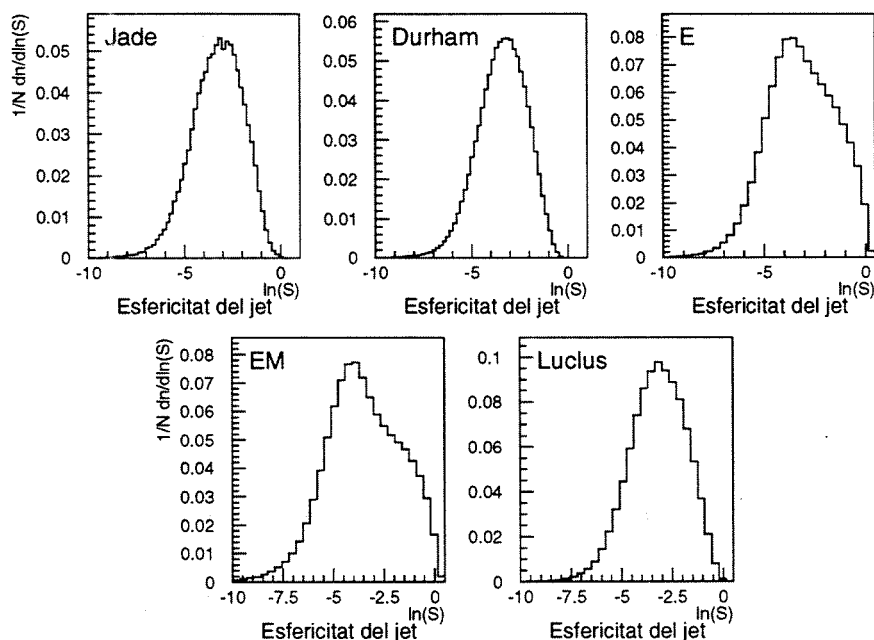


Figura 4.26: Esfericitat dels jets dels esdeveniments de tres jets, per a diferents algorismes.

cúmul amb les partícules més energètiques. Ara bé, la distribució de l'angle d'apertura de les partícules respecte a l'eix del jet depen de la multiplicitat i dista prou del flux d'energia⁶

Com ja sabem, no existeix cap definició que a priori ens permeti especificar quin grup de partícules defineix un jet (secció 4.2), per la mateixa raó: *no existeix cap definició que a priori ens permeti especificar l'angle de de les partícules respecte a l'eix del jet al que pertanyen.* Per tant, queda oberta la possibilitat de trobar en un jet partícules en direcció oposta.

L'algorimte Lucius acumula les partícules en direcció pròxima a l'eix del jet. De fet, sempre les tenim per baix de 90° , és a dir, no té partícules

⁶ Ací tenim un exemple de dos distribucions semblants però una dominada per les partícules de baixa energia (l'angle d'apertura) i l'altra dominada per les partícules molt energètiques (flux d'energia).

que viatgen en direcció oposta a la del jet (vegeu la figura 4.27). Contràriament, amb Jade és habitual trobar-ne en direcció oposta (llegiu secció 4.2.3). L'algoritme Durham aconsegueix reduir l'efecte en varis ordrens de magnitud.

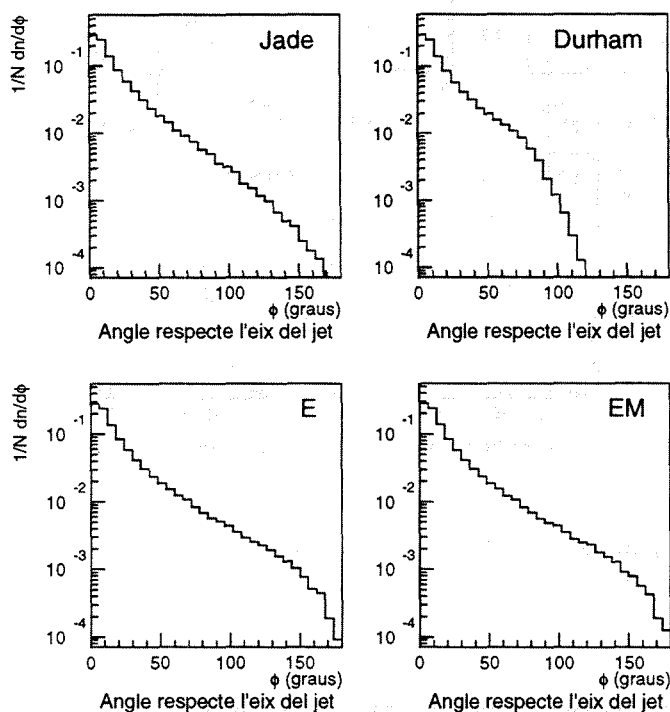


Figura 4.27: Angle de les partícules respecte del jet al qual pertanyen.

$p_{\perp}$ respecte a l'eix del jet

El moment transversal $p_{\perp}$ de les partícules respecte a l'eix al qual pertanyen, és una convolució de dos magnituds: el moment de les partícules i de l'angle que formen respecte l'eix del del jet. Quan més concentrat tinga el fluxe d'energia un jet, més limitada serà la distribució de $p_{\perp}$.

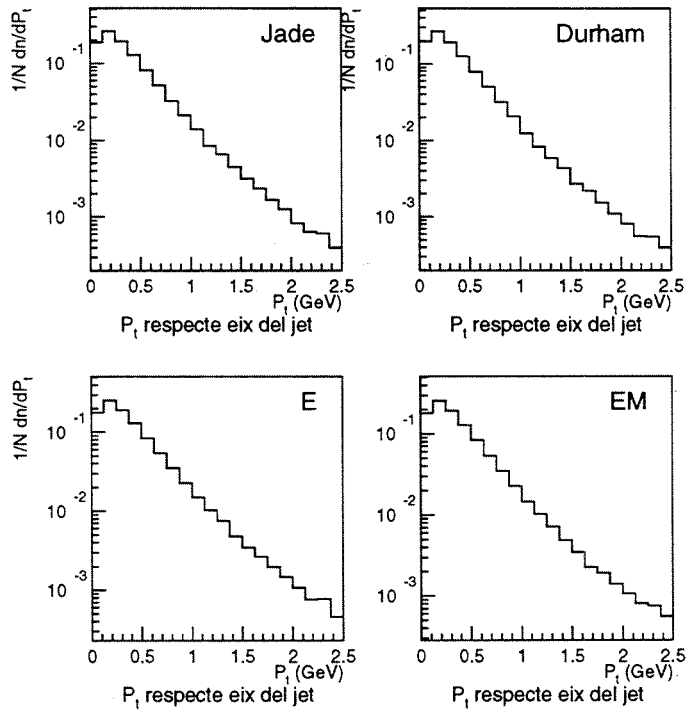


Figura 4.28: $p_{\perp}$ de les partícules respecte del jet al qual pertanyen.

Rapidity de la partícula més energètica

En la figura 4.29 observem la *rapidity* (llegiu la secció 2.5.2) de la partícula més energètica de cada jet. El màxim de les distribucions està al voltant de 3 (correspon a un angle de 6°). Observem que la cua cap a $\eta = 0$, Jade la té lleugerament més emfasitzada. Podem afirmar de nou que Jade té tendència a fer jets menys col·limats que Durham.

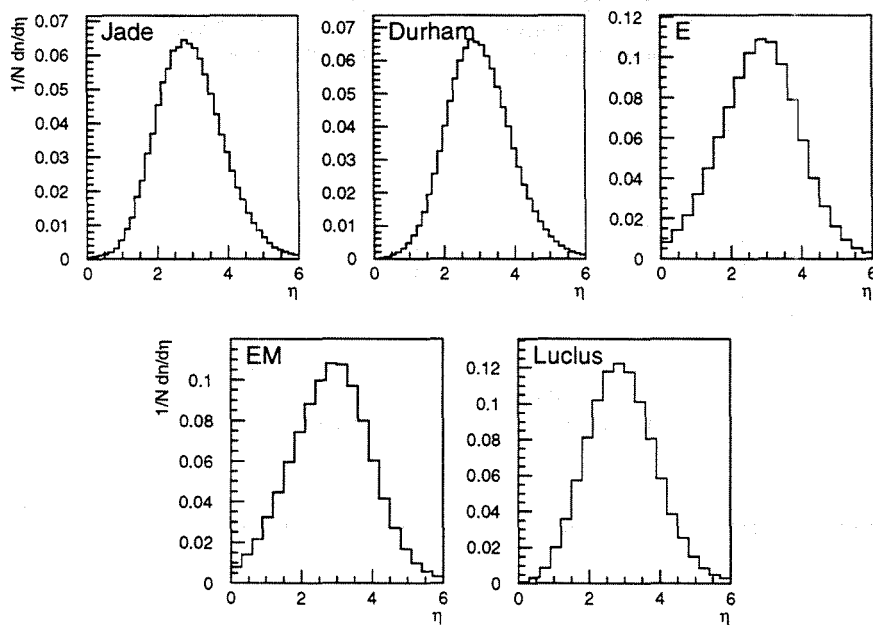
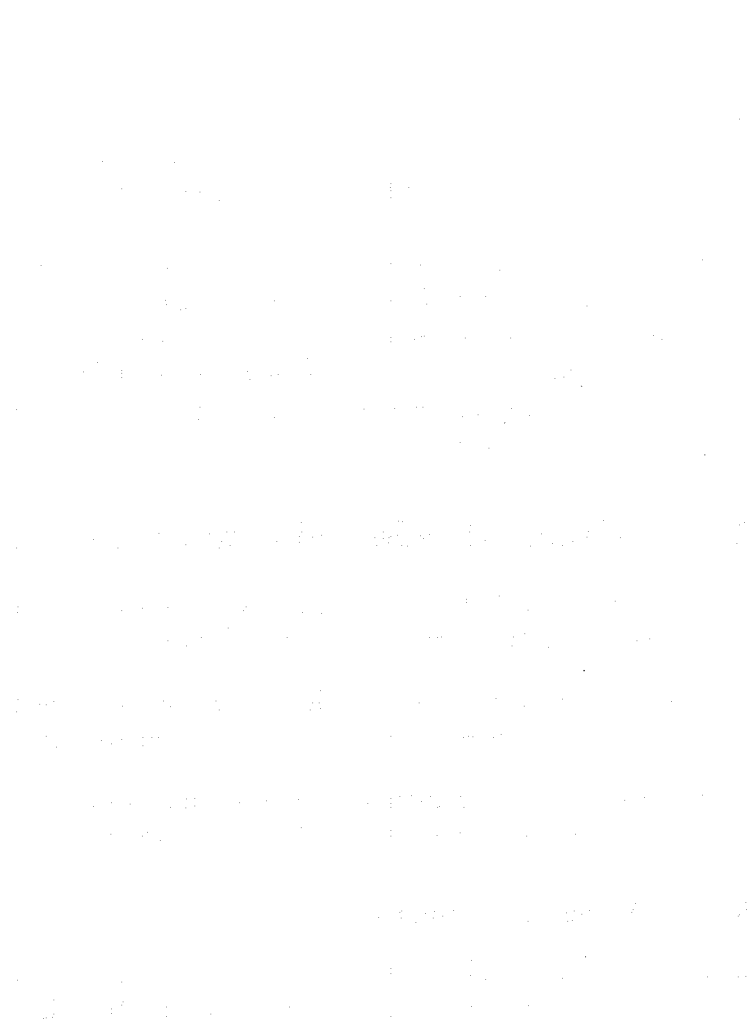


Figura 4.29: *Rapidity* de la partícula més energètica de cada jet per als esdeveniments de tres jets.

Figura 1.1.1. Diagrama de Feynman per a la producció de jets.



5

Selecció de la mostra

En aquest capítol descriurem el procés de selecció d'una mostra no esbiaixada de jets de quarks i de gluons. Les dades utilitzades són les recollides pel detector DELPHI els anys 1992 i 1993.

La selecció consta de dues etapes: primera, classificació d'esdeveniments hadrònics amb tres jets; segona, selecció dels jets de q i g .

Els mètodes d'identificació del jet del gluó en esdeveniments $q\bar{q}g$, estan basats en la identificació dels altres dos jets de l'esdeveniment com jets originats per quarks. La mostra no esbiaixada de jets de quark l'obtidrem d'esdeveniments radiatius, $q\bar{q}\gamma$, on un fotó molt energètic substitueix el jet de gluó.

5.1 Selecció d'esdeveniments hadrònics

La primera etapa de l'anàlisi consisteix en la selecció d'esdeveniments hadrònics. Aquesta selecció consta de dos fases:

- selecció de partícules: tant de les carregades que deixen una traça, com de les neutres que deixen cascades en els calorímetres.
- Selecció d'esdeveniments hadrònics; fonamentada sobre criteris que afecten certes variables globals de l'esdeveniment.

5.1.1 Selecció de partícules

La selecció de partícules es basa en diferents criteris segons la càrrega i la natura de les partícules i dels subdetectors de DELPHI que han servit

en la seua reconstrucció.

Selecció de partícules carregades

Els criteris de selecció de partícules carregades són els següents [Val94]:

- 1.- paràmetre d'impacte de la trajectòria respecte al vèrtex primari inferior a 5 cm en el pla $R\phi$ i menor que 10 cm en z .
- 2.- Longitud mesurada de la traça superior als 50 cm per tal d'aconseguir una bona resolució en la mesura del moment.
- 3.- Un moment mínim de 0.1 GeV/c per tal d'assegurar-nos una resolució en moment suficient.
- 4.- Angle polar dins del rang $25^\circ < \theta < 155^\circ$ per tal d'eliminar les traces a baix angle i que són reconstruïdes amb pocs punts.

Assumim que totes les partícules carregades són pions¹ (π^+ o π^- , depenent de la càrrega) excepte el cas que la partícula siga identificada com μ o electró pels algorismes d'identificació corresponents (llegiu la secció 5.3).

Selecció de partícules neutres

Els criteris de selecció de les cascades d'energia, depositades per partícules neutres, depenen del subdetector de DELPHI on la cascada ha estat registrada. Igualment la possibilitat de selecció de fotons convertits ($\gamma \rightarrow e^+e^-$) o de $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ ha estat considerada.

Cascades en el HPC

Quan la cascada ha estat registrada en el HPC apliquem els següents criteris de selecció:

- 1.- Almenys tres capes consecutives del HPC amb una energia mínima per capa de 50 MeV.
- 2.- La primera de les capes del detector activa, per tal d'evitar el soroll que pot ser generat en qualsevol capa.

¹En el generador JETSET, la proporció de pions en els estats finals hadrònics és d'un 75%.

3.- Energia mínima de la cascada de 0.80 GeV

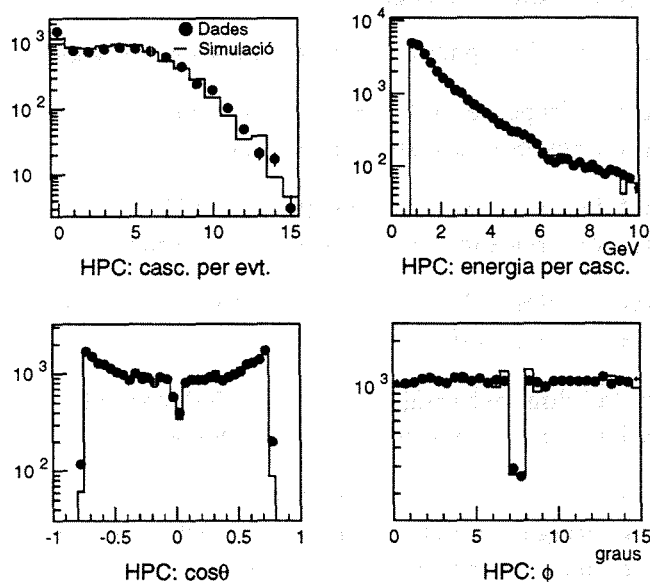


Figura 5.1: Nombre de cascades, energia per cascada, $\cos\theta$ i ϕ de les cascades en el HPC registrades en esdeveniments hadrònics comparades amb la simulació. El gràfic corresponent a la posició en ϕ de la cascada està representat mod(ϕ , 15°) i centrat al mig d'un mòdul del HPC. A 7.5° es pot apreciar el buit entre dos mòduls consecutius.

En la figura 5.1 tenim comparades les dades amb la simulació de DELPHI per a l'any 1992, per a la selecció de cascades en el HPC. Les cascades d'energia així seleccionades assumim que són generades per fotons.

Cascades en el FEMC

Els cúmuls d'energia del FEMC els prenem integrant l'energia dels huit blocs del detector que envolten aquell que té una energia major. A més per a cada cúmul exigim:

- 1.- energia mínima de 0.50 GeV.

2.- Angle polar comprés en el rang: $10^\circ < \theta < 30^\circ$ i $140^\circ < \theta < 170^\circ$.

En la figura 5.2 tenim comparades les cascades del FEMC reconstruïdes en les dades reals i en la simulació per als esdeveniments hadrònics, igualment de l'any 1992. Considerarem que les cascades d'energia del FEMC han estat generades per fotons.

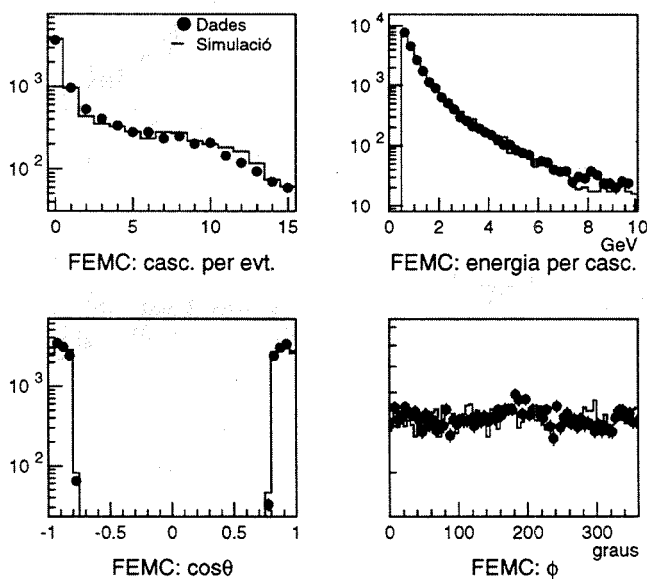


Figura 5.2: Nombre de cascades, energia per cascada, $\cos\theta$ i ϕ de les cascades en el FEMC registrades en esdeveniments hadrònics comparades amb la simulació.

Cascades en el HCAL

No fem cap distinció entre les cascades registrades en la part central i en la part cap endavant del detector. Els criteris a satisfer són:

- 1.- energia mínima de 1.5 GeV,
- 2.- angle polar en el rang de $10^\circ < \theta < 170^\circ$.

En les figures 5.3 i 5.4 tenim comparades les cascades reconstruïdes per cada una de les parts del HCAL amb les de la simulació. Assumim que les cascades d'energia del HCAL han estat generades per neutrons.

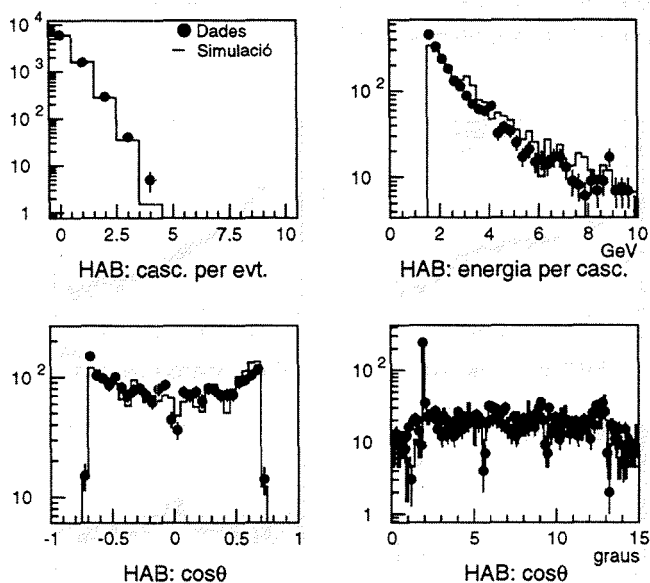


Figura 5.3: Nombre de cascades, energia per cascada, $\cos \theta$ i ϕ de les cascades en la part central del HCAL.

Fotoconversions: $\gamma \rightarrow e^+e^-$

Per tal de reconèixer els fotons convertits, en DELPHI s'utilitza el programa anomenat ELEPHANT [Kre93]. Aquest programa tracta de reconstruir-los partint de les traces que deixen l'electró o positró (si la conversió es abans de la TPC) o en els senyals de la HPC compatibles amb un electró (per exemple que tinga senyal de retrodifusió en el OD [Zun93]).

Si una parella de partícules carregades e^+e^- és susceptible d'haver estat generada per la materialització d'un fotó, la substituïm pel fotó que la genera, si l'energia es major a 0.6 GeV. En la figura 5.5 tenim

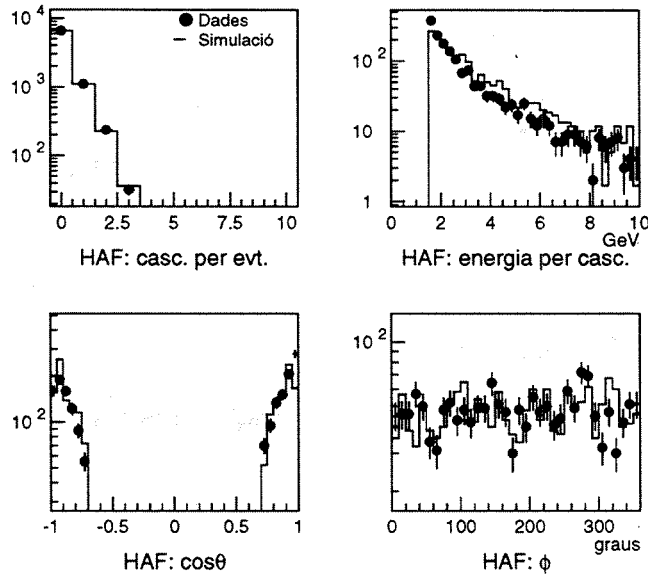


Figura 5.4: Nombre de cascades, energia per cascada, $\cos\theta$ i ϕ de les cascades en la part cap endavant del HCAL.

comparades les fotoconversions reconstruïdes per DELPHI en els esdeveniments reals i en la simulació.

$$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$$

Cascades neutres en el HPC susceptibles de ser produïdes per dos fotons molt pròxims provinents d'una desintegració $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ foren considerades com un π^0 si l'energia de la cascada era major de 6.0 GeV. En la figura 5.6 tenim comparades la freqüència, energia i situació de les cascades susceptibles de ser originades pels fotons, productes de la desintegració d'un π^0 .

5.1.2 Selecció d'esdeveniments hadrònics

Una volta configurada la llista de partícules que componen un esdeveniment, apliquem certs criteris de selecció sobre variables globals per tal

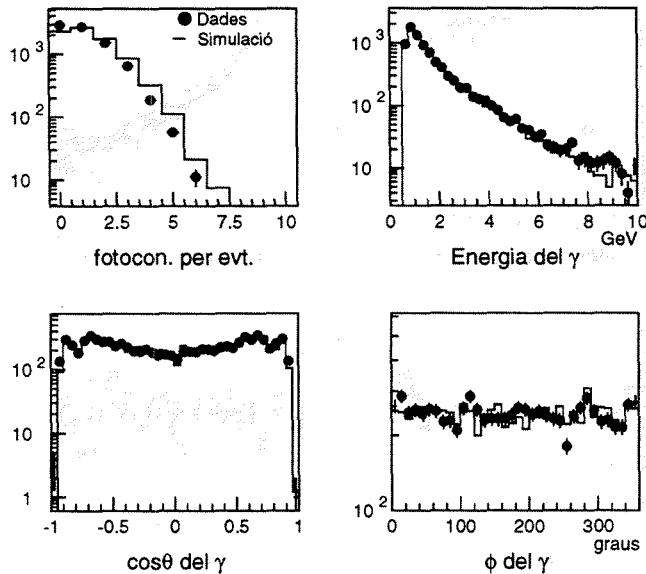


Figura 5.5: Nombre de fotoconversions, energia, $\cos\theta$ i ϕ dels fotons convertits en parelles e^+e^- .

d'assegurar-nos que es tracta d'un hadrònic. Així doncs exigim:

- 1.- multiplicitat carregada mínima: $N_{ch} \geq 5$.
- 2.- L'energia de les partícules carregades de l'esdeveniment ha de ser:
 $E_{ch} \geq 15$ GeV.
- 3.- Balanç de càrrega: $|\sum_i q_i| \leq 6$.
- 4.- Cap partícula amb energia superior als 40 GeV.
- 5.- $40^\circ \leq \theta_{thrust} \leq 140^\circ$.

El quart tall és necessari per què cap partícula pese d'una forma sobredimensionada en la direcció de l'eix del *thrust* o en la direcció d'algun dels jets.

L'eficiència de selecció estimada amb esdeveniments hadrònics generats amb JETSET 7.3 i una simulació completa del detector DELPHI

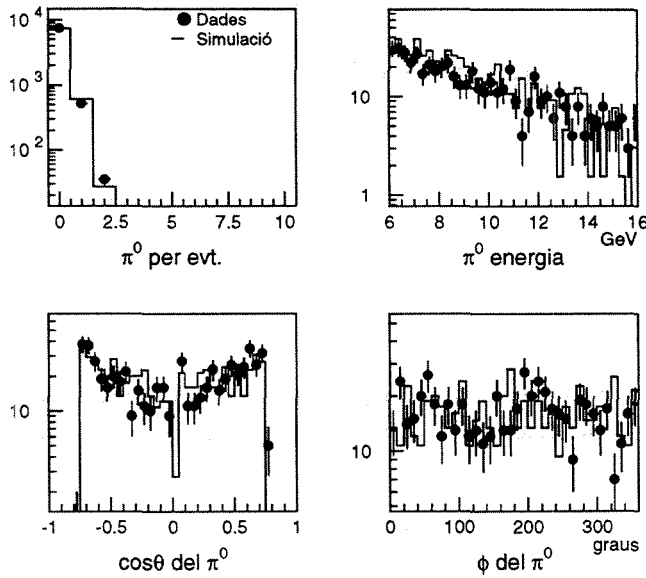


Figura 5.6: Nombre de candidats, energia, $\cos \theta$ i ϕ de $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ en DELPHI.

(llegiu la secció 3.4) és del 86%. La contaminació ve principalment del canal $Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$, i representa $\sim 0.25\%$. L'altre tipus d'esdeveniments contaminats són els $e^+e^- \rightarrow e^+e^-q\bar{q}$ de dos fotons. Aquest tipus d'esdeveniments es caracteritza perquè el sistema hadrònic posseeix poca energia i el flux d'aquesta es troba concentrat en la regió a baix angle del detector. Suposen una contaminació menor al 0.1%.

5.2 Jets de gluó en esdeveniments $Z^0 \rightarrow q\bar{q}g$

Aquesta secció està dedicada a explicar com seleccionem jets de gluons en esdeveniments de tres jets $Z^0 \rightarrow q\bar{q}g$.

5.2.1 Selecció dels esdeveniments $Z^0 \rightarrow q\bar{q}g$

Els esdeveniments de tres jets s'obtenen d'aplicar els següents criteris de selecció sobre els hadrònics:

- 1.- Reconstruïm els d'un esdeveniment utilitzant tant les partícules carregades com les neutres. Exigim que per al y_{cut} que es considere l'esdeveniment siga de tres jets.
- 2.- Energia visible mínima de cada un dels jets: $E_{vis} \geq 3 \text{ GeV}$.
- 3.- Cada jet ha de tenir almenys una partícula carregada: $N_{ch} \geq 1$.
- 4.- Angle polar del jet comprés en la regió: $26^\circ \leq \theta_{jet} \leq 154^\circ$.
- 5.- La suma dels angles entre jets projectats al pla de l'esdeveniment ha de ser major que 359.95° .

El darrer tall de selecció és imprescindible per a una correcta aplicació de la regla del triangle (vegeu figura 5.7), ja que és imprescindible:

$$\sum_{i=1}^3 \vec{p}_i = 0$$

En la taula 5.1 presentem l'eficiència de cada tall de selecció, aplicada sobre tots els esdeveniments hadrònics reconstruïts tres jets.

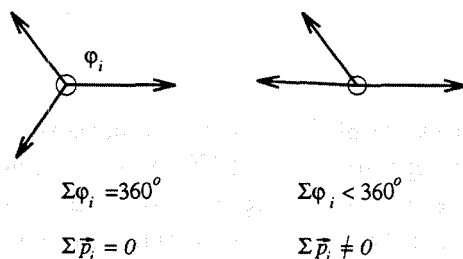


Figura 5.7: Esquemes dels dos tipus d'esdeveniments de tres jets que ens podem trobar una volta els projectem al pla. En l'esquema de la dreta $\sum \varphi_{ij} < 360^\circ \rightarrow \sum \vec{p}_i \neq 0$.

La contaminació $Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$ és mensypreable ($10^{-4}\%$), fonamentalment per la reconstrucció de tres jets en cada esdeveniment.

En les figures 5.8 i 5.9 hem comparat les dades i la simulació per a dos distribucions típiques dels esdeveniments de tres jets: l'energia reconstruïda pel detector DELPHI per a cada jet, i l'angle que formen els diferents jets.

Taula 5.1: Eficiència dels criteris de selecció d'esdeveniments de tres jets. Tots els esdeveniments hadrònics els fem de tres jets, al y_{cut} adequat.

Descripció	Eficiència (%)
$E_{vis} \geq 3 \text{ GeV}$	90.6
$N_{ch} \geq 1$	91.9
$\sum \psi_i \geq 359.95^\circ$	94.4
$26^\circ \leq \theta_{jet} \leq 154^\circ$	84.2
combintats	74.2

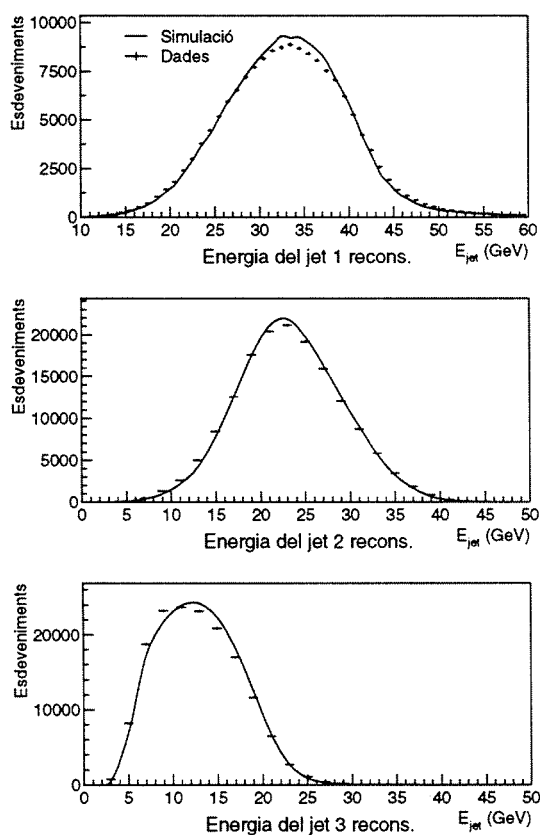


Figura 5.8: Comparació entre dades reals i la simulació de DELPHI de l'energia reconstruïda per a cada jet. Estan ordenats per energia

reconstruïda decreixent. Algoritme de jets aplicat: Durham $y_{cut} = 0.01$

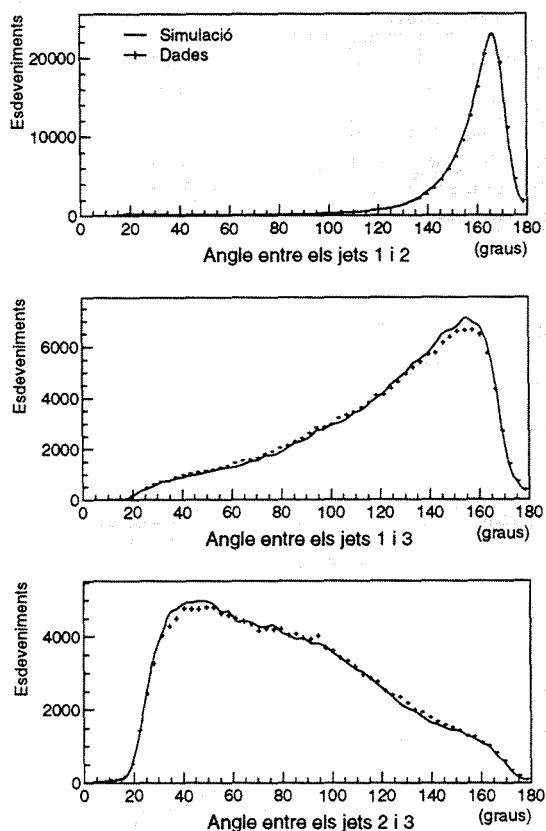


Figura 5.9: Comparació entre dades reals i la simulació de DELPHI dels angles entre els tres jets (ordenats per energia decreixent). Esquema de recombinació aplicat: Durham $y_{cut} = 0.01$

5.2.2 Consideracions generals

Una volta tenim seleccionat un esdeveniment hadrònic amb tres jets, el nostre objectiu és *saber quin dels tres jets ha estat generat per un gluó*.

Òbviament estem interessats en una mostra genèrica de jets de gluons. Així, dels tres jets, en seleccionem dos (els originats per quarks) i per

eliminació, identifiquem el jet romanent com l'originat pel gluó. La mostra de jets de gluons està lliure de biaix².

El preu que pagarem és esbiaixar la mostra de jets. Llavors, no la podrem comparar directament amb la de gluons. Aleshores, hem de pensar en altres mètodes per identificar jets de quarks lliures de biaix. Aquest objectiu es pot aconseguir en els esdeveniments $Z^0 \rightarrow q\bar{q}\gamma$, on la identificació del fotó ens proporcionarà una mostra general de jets de quark.

Evidentment, no farem cap distinció entre jets de quark o antiquark. Per aquest motiu, d'ara endavant parlarem de **quarks** d'una manera general, podent significar tant quark (q) com antiquark ($\bar{q}$).

5.2.3 Idees bàsiques per a la identificació de jets de quarks

Per tal de reconèixer un jet de quark podem fer ús de les propietats de les partícules que sabem que hi podem trobar. Segons la hipòtesi LPHD (secció 2.3.1), en un jet de quark hi ha un hadró compost per un quark del mateix sabor que el quark que ha originat el jet.

L'etapa final dels esdeveniments hadrònics està governada per QED, interacció que no preserva el sabor dels quarks. Conseqüentment, en un jet generat per un quark b no trobarem aquest sabor en cap dels hadrons estables del jet. Però sí podrem trobar vestigis de la seua presència i deduir quin era el sabor del quark que va originar el jet.

Energia dels jets de gluó

Per tal d'identificar els jets de quark podem començar fent la següent consideració de caràcter cinemàtic: puix que el gluó és radiat per un dels quarks, és d'esperar que el jet del gluó siga el menys energètic. Ara bé, aquesta asertació no sempre és certa (vegeu la taula 5.2 i la figura 5.10).

Un mètode basat exclusivament en les energies dels jets ens permet obtenir una mostra de jets de gluons amb una puresa aproximada del 65%.

² Aquesta afirmació quedarà provada més endavant, quan comparem les propietats dels jets de gluons que seleccionem amb diferents mètodes d'identificació de jets de quarks (llegiu la secció 6.1.1)

Taula 5.2: Fracció de jets de gluó que poblen la mostra de cada un dels tres jets, ordenats per energia decreixent, i en funció de l'algoritme de reconstrucció de jets. Dades obtingudes segons JETSET.

jet de gluó	Jade	Durham
més energètic	10.4 %	9.2 %
segon	20.1 %	25.2 %
meys energètic	69.3 %	65.6 %

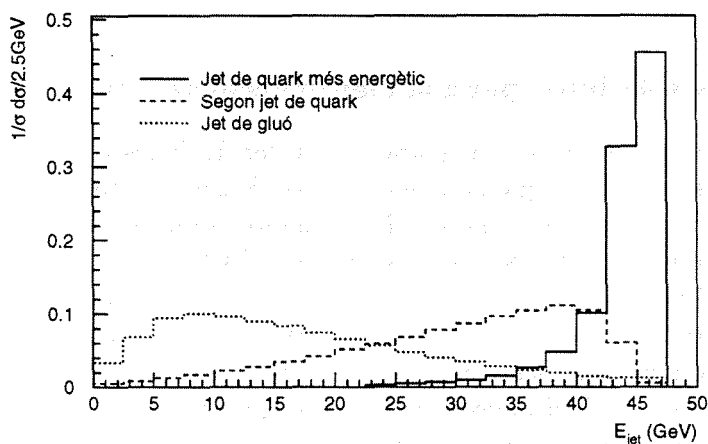


Figura 5.10: De la simulació extreguem l'espectre energètic de cada un dels jets. Durham $y_{cut} = 0.01$

Preferència de sabors b i c

Com sabem que la materialització dels gluons en quarks pesats: $g \rightarrow c\bar{c}$ i $g \rightarrow b\bar{b}$ es produeix amb una tasa inferior al 3% [MN92, OPA95c]. Aleshores preferim utilitzar els esdeveniments $Z^0 \rightarrow b\bar{b}g$ als $Z^0 \rightarrow q\bar{q}g$ on $q = u, d, s$. A més a més, els quarks pesats c i b deixen en els seus jets senyals manifestes que permeten identificar-los amb claredat. Llavors, els jets de gluons seran identificats amb major probabilitat i eficiència en esdeveniments $Z^0 \rightarrow b\bar{b}g$ i $Z^0 \rightarrow c\bar{c}g$.

Si rebutgem la possibilitat d'identificar els jets originats per gluons en esdeveniments $Z^0 \rightarrow q\bar{q}g$ ($q = u, d, s$) en perdem la major part i només ens quedem amb un $\sim 39\%$ dels esdeveniments amb tres jets, dels quals en no tots anem a poder identificar el jet del gluó. Aleshores hem d'esforçar-nos en recuperar en puresa tot allò perdut en eficiència.

Altres empremtes característiques

Per tal de seleccionar jets de gluó amb major puresa hem d'emprar altres mètodes. El quark b (i en menor mesura també el c) deixa clares empremtes de la seua presència en els jets que origina. Els senyals més manifestos que hem de buscar són:

- presència de μ o electrons inclusius en un jet,
- reconstrucció d'un vèrtex secundari amb les partícules del jet.

Leptons inclusius

En un jet originat per un quark b hauríem de trobar un mesó o un barió de la família del B . Aquesta família de partícules té entre els seus canals de desintegració els canals semileptònics: $B \rightarrow \mu\nu X$ i $B \rightarrow e\nu X$ (figura 5.11). La desintegració dels mesons de la família dels D (composats per un quark c) compta també amb els canals semileptònics i permet, doncs, identificar jets originats per un c . La presència d'un leptó inclusiu amb un moment alt en un jet permet dir que ha estat generat per un b o c . La presència del ν en aquestes desintegracions crea un problema en el balanç energètic. El ν és una partícula que escapa sense ser detectada i no sabem en quina direcció (afecta a la conservació d'energia, moment i la direcció del jet).

Vèrtex secundaris

L'altra possibilitat esmentada és aprofitar la relativament llarga vida mitjana dels mesons de la família B (de l'ordre d'1.5ps). Amb les partícules del jet podem reconstruir un vèrtex secundari (figura 5.12). El mateix fenomen ocorre amb els mesons de la família D . Aquests també tenen una vida mitjana al voltant d'1ps i, per tant tenen una capacitat semblant de deixar-nos un vèrtex secundari³.

³ Els vèrtex que genera un D no són tan clars com els que genera un B , ja que el B s'emporta una fracció d'energia major després de la fragmentació ($\approx 70\%$ [Ang94])

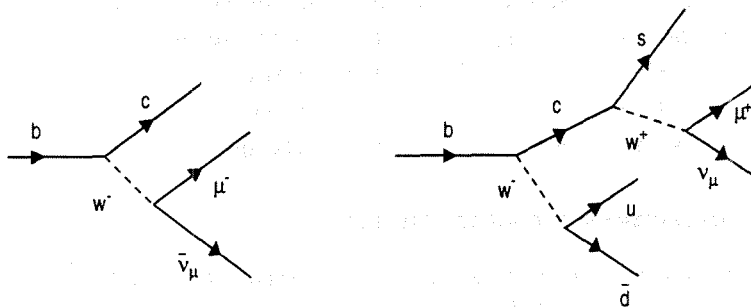


Figura 5.11: Esquemes de la desintegració d'un b donant un muó. Per via directa i per via c

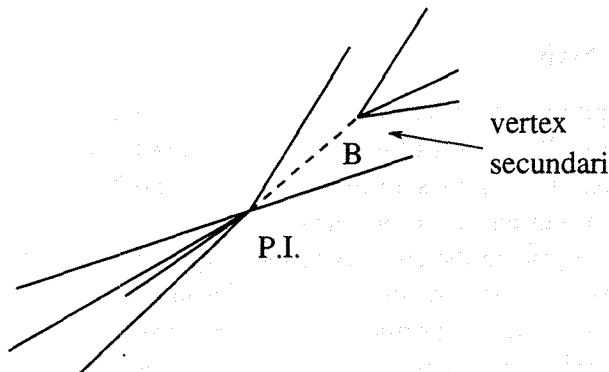


Figura 5.12: Esquema de la desintegració d'un b donant un vèrtex secundari.

Independència del sabor

En aquest estadi ens preocuparia que els gluons radiats per un quark b foren diferents dels radiats pels altres quarks (u , d , s i c). QCD no prediu cap dependència de la interacció entre q i g amb els sabors dels quarks. Aquesta universalitat ha estat confirmada experimentalment (llegiu per exemple [DEL93]).

que un D , i per tant la partícula recorre una distància major abans de desintegrar-se.

5.3 Tècniques d'identificació

En aquesta secció descriurem amb detall les tècniques d'identificació de partícules (muons i electrons) i vèrtex secundaris que utilitzem per tal de reconèixer els jets originats pels quarks pesats.

5.3.1 Identificació de muons

En DELPHI, els muons són identificats utilitzant fonamentalment la informació aportada per les cambres de muons (MUB i MUF, llegiu la secció 3.2.1).

La identificació de μ en jets és més problemàtica que en esdeveniments $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$, ja que estan immersos en una pluja d'hadrons que poden ser mal identificats. A més a més, el moment està molt per davall dels 45 GeV. La principal font de contaminació en la selecció de la mostra de muons són els pions. La pèrdua d'energia per ionització de pions i muons és molt similar. Sols en el calorímetre hadrònic els pions deixen un senyal diferent. Aleshores s'ha de poder distingir de la contaminació que també pot deixar senyals en les cambres de muons. Per exemple:

- hadrons que penetren el HCAL sense interaccionar.
- Partícules secundàries produïdes per la interacció dels hadrons en el HCAL.
- Verdaders muons produïts en les desintegracions de π i K .

La identificació de muons es realitza ajustant les traces extrapolades des del centre de DELPHI als punts d'impacte registrats en les cambres de muons. Hom exigeix una bona associació, per distingir les fonts de contaminació abans citades. Per tant, es pot requerir que no hi haja senyal associat en les capes internes del HCAL⁴. Com que els hadrons d'interacció secundària encara romanen, es pot anar més enllà, i exigir que tampoc hi haja cap senyal depositat en les capes intermèdies del calorímetre hadrònic⁵.

El programa oficial per a la identificació de muons en DELPHI s'anomena MUFLAG [dBW93]. MUFLAG ens proporciona una llista

⁴Ens referim a les que hi ha abans de les cambres de muons en DELPHI. Llegiu la descripció del detector, secció 3.2.1.

⁵Ens referim ara a les més externes del detector, les que hi ha entremig de les cambres de muons.

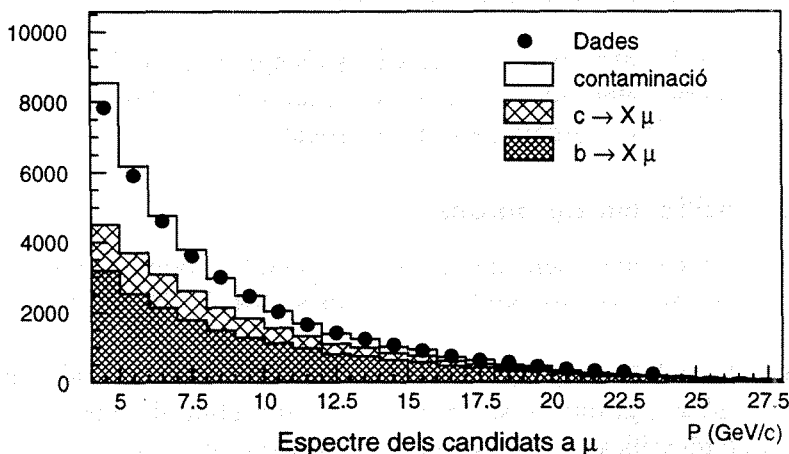


Figura 5.13: Espectre de les partícules candidates a ser muons. Comparem les dades reals i la simulació de DELPHI. Les zones ombrejades corresponen als bons muons de la simulació, que permetran identificar un jet de quark.

llista de partícules candidates a muó juntament amb un criteri de qualitat (taula 5.3).

La mostra de muons és seleccionada amb els següents criteris:

- criteri de qualitat de MUFLAG: *estàndard*
- moment mínim: $p_{\mu} \geq 4 \text{ GeV}/c$

Com el nostre objectiu final és seleccionar jets de gluó, no apliquem cap tall de selecció sobre el $p_{\perp}$ del muó puix volem identificar jets de quark (siga b o c) i no sols jets de b (vegeu la figura 5.13).

5.3.2 Identificació d'electrons

La identificació d'electrons en DELPHI es realitza emprant dues mesures complementàries i independents: la *pèrdua* d'energia dE/dx en la TPC i la deposició energètica en el HPC.

Taula 5.3: Eficiència d'identificació per a muons i probabilitat d'identificar altre tipus de partícules com a muons amb el programa MUFLAG

Criteri	Eficiència μ (%)	Altres (%)
estricte	70.29 ± 0.32	0.51 ± 0.08
estàndard	83.97 ± 0.24	0.73 ± 0.10
feble	92.19 ± 0.17	1.46 ± 0.14

Combinar l'energia depositada, E , en els calorímetres de DELPHI i la mesura independent del moment, p , de la traça de la partícula és una eina molt efectiva per a la identificació d'electrons. Per als electrons, E/p ha d'ésser pròxim a la unitat, i independent de l'energia.

La HPC mesura el perfil de la cascada electromagnètica. Una parametrització d'aquest perfil ens permet construir una variable tipus χ^2 per a quantificar el caràcter electromagnètic de la cascada.

Totes aquestes característiques són utilitzades en el programa oficial per a la identificació d'electrons en DELPHI, anomenat ELEPHANT [Kre93]. Aquest proporciona una llista de partícules junt amb un criteri de qualitat per a cada partícula d'ésser un electró (vegeu la taula 5.4 i la figura 5.14).

Taula 5.4: Eficiència d'identificació per a electrons i probabilitat d'identificar un altre tipus de partícules com electrons amb el programa ELEPHANT

Criteri	Eficiència (%)	Altres (%)
estricte	60	0.1
estàndard	65	0.4
feble	85	0.1

La mostra d'electrons és seleccionada amb els següents criteris:

- criteri de qualitat de ELEPHANT: *estàndard*
- moment mínim: $p_e \geq 3 \text{ GeV}/c$

Com en el cas dels muons, no apliquem cap altre tall de selecció sobre el $p_{\perp}$ de l'electro puix el nostre objectiu serà obtenir una mostra de jets de gluons i no necessàriament de jets de b .

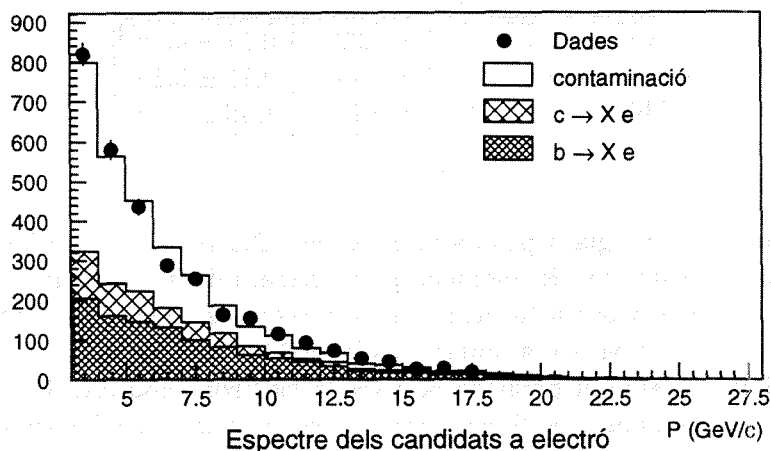


Figura 5.14: Espectre de les partícules candidates a ser electrons. Comparem les dades reals i la simulació de DELPHI. Les zones ombrejades corresponen al espectre dels bons muons de la simulació que permetran identificar un jet de quark.

5.3.3 Vèrtex secundaris

En els esdeveniments $Z^0 \rightarrow b\bar{b}g$ i $Z^0 \rightarrow c\bar{c}g$ cap la possibilitat de reconstruir un vèrtex secundari amb les partícules pertanyents a un jet de quark.

Nosaltres no fem una reconstrucció dels possibles vèrtex secundaris. El que fem és construir una variable, $\mathcal{P}_J$, que ens dona la probabilitat de que un jet tinga les partícules amb paràmetre d'impacte tal que siguin compatibles amb ésser generades en el punt d'interacció (apèndix B).

En la figura 5.15 tenim representada $\ln(\mathcal{P}_J)$ per a cada un dels jets dels esdeveniments de tres jets (ordenats per energia minvant). S'observa que els jets de gluons prenen generalment valors de $\ln(\mathcal{P}_J) \geq -2$.

En la figura 5.16 tenim representada $\ln(\mathcal{P}_J)$ però ara destaquem la contribució dels jets generats per quarks b . Es veu com a partir de $\ln(\mathcal{P}_J) \leq -4$, aquest tipus de jets és el més freqüent.

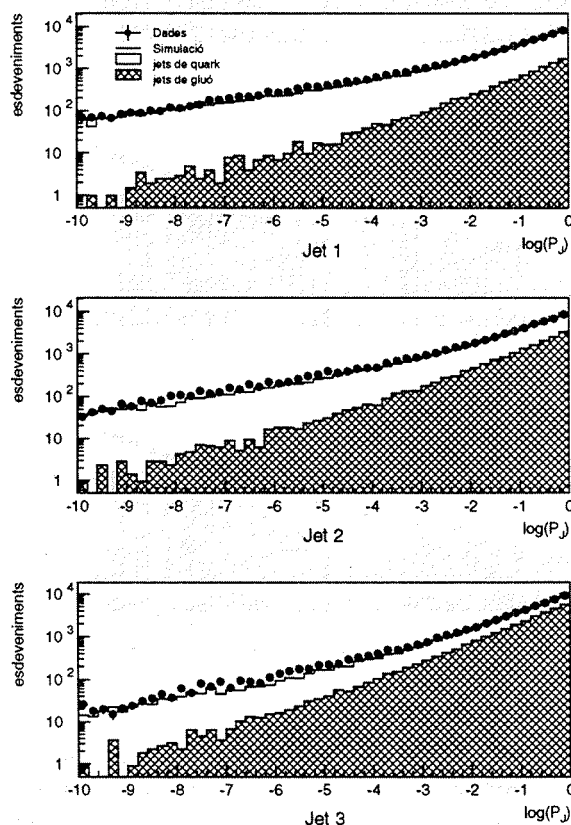


Figura 5.15: Distribucions de probabilitat $\mathcal{P}_J$ per jet en els esdeveniments de tres jets (classificats per energia). La zona ombrejada correspon als jets generats per un gluó. Algoritme de jets Durham amb $y_{cut} = 0.01$. Les dades i la simulació són de l'any 1993.

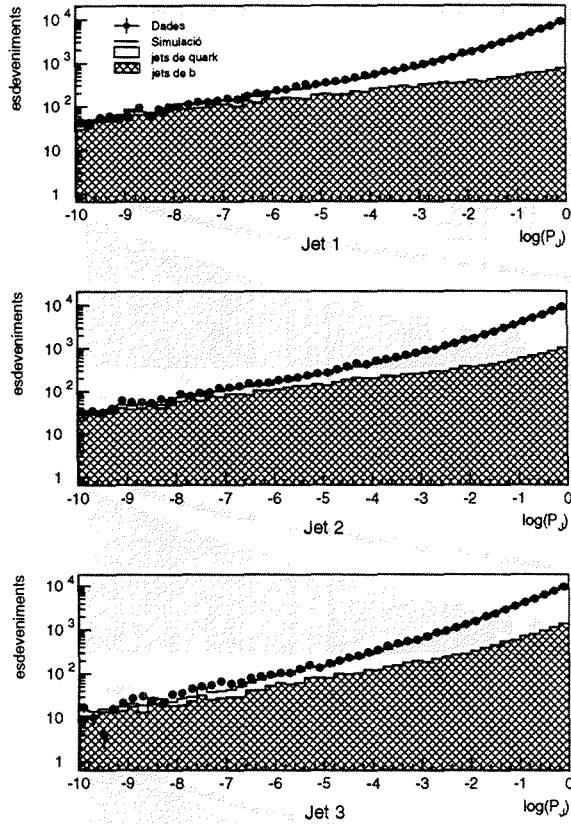


Figura 5.16: Distribucions de probabilitat $\mathcal{P}_J$ per jet en els esdeveniments de tres jets (classificats per energia). La zona ombrejada correspon als jets generats per un quark b . Algoritme de jets Durham amb $y_{cut} = 0.01$. Les dades i la simulació són de l'any 1992.

5.4 Estimació de la puresa de la mostra i eficiència del mètode

Abans de descriure els mètodes de classificació, descriurem el procediment utilitzat per tal d'estimar la puresa de la mostra seleccionada.

Dispossem d'un generador de Monte Carlo (en el nostre cas JETSET [Sjo93, Sjo94]) amb el qual produïm esdeveniments $e^+e^- \rightarrow$ hadrons en les seues dues etapes: pluja de partons i hadronització (secció 2.4). Sobre els hadrons obtinguts del generador de Monte Carlo apliquem una simulació completa del detector DELPHI (seccions 3.4 i 3.5) seguint un procés idèntic al de les dades reals. Fem ús de les partícules reconstruïdes per DELANA per tal d'obtenir els jets de l'esdeveniment, anomenats *jets a nivell de reconstrucció* o *jets d'hadrons reconstruïts*.

En la simulació disposem de la informació a nivell de partons. Podem doncs aplicar el mateix algorisme de reconstrucció de jets sobre els partons abans de fragmentar. Així doncs, obtenim els *jets de partons* o *jets a nivell de partons*.

Per tal de veure en la simulació quin és el jet de gluó, i quins dos jets són de quark, hauríem de seguir l'evolució del quark (antiquark) original (els produïts en $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$) fins al final de la fragmentació. Aleshores, el jet hadrònic que continga un hadró format amb aquest quark (antiquark) serà el jet de quark (antiquark). Aquest seguiment ens permet d'identificar unívocament els jets de quarks en l'esdeveniment i per exclusió, identificar el jet de gluó.

Malauradament, el generador JETSET amb la seua fragmentació per cordes, no disposa d'informació per a saber fins on ha evolucionat el q ($\bar{q}$). No es pot dir de manera unívoca en quin hadró final es troba el quark original. Aleshores, hem d'utilitzar un altre mètode per tal de decidir quin és el jet del gluó i quins són els jets de quark en el Monte Carlo a nivell de reconstrucció (llegiu la secció 5.4.3).

5.4.1 Puresa

Per tal d'estimar amb quin encert fem la identificació dels jets de gluons, calculem la puresa de la mostra amb:

$$P_g = \frac{\text{nombre de jets originats per gluons}}{\text{nombre de jets seleccionats}}$$

5.4.2 Eficiència

L'eficiència d'un mètode no és més que la fracció d'esdeveniments classificats de tota la mostra possible:

$$\mathcal{E} = \frac{\text{nombre d'esdeveniments classificats}}{\text{nombre d'esdeveniments de tres jets}}$$

5.4.3 Solució per a JETSET

Per a cada esdeveniment amb tres jets a nivell de reconstrucció escollim el valor d' y_{cut} que ens permeta fer tres jets a nivell de partons. Amb JETSET podem seguir el quark (antiquark) original fins a la fi de la pluja de partons. Així, el **jet de quark (antiquark) a nivell de partons**, és el jet al qual pertany el quark (antiquark) original. El jet romanent és el **jet del gluó a nivell de partons** (veure figura 5.17).

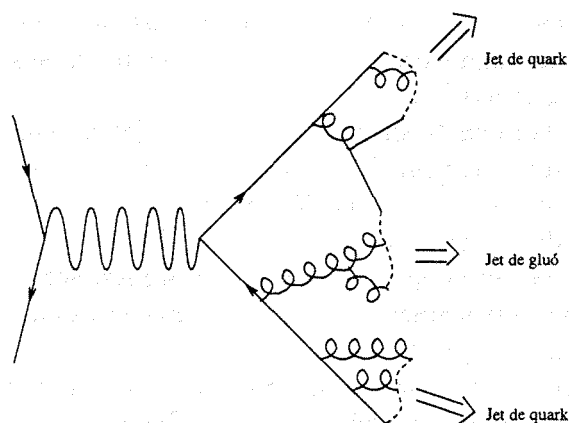


Figura 5.17: Esquema on representem la formació dels jets a nivell de partons. El quark i l'antiquark original defineixen els jets de quark. El jet de gluó és originat per un gluó de *bremstrahlung*.

Cal associar cada jet d'hadrons a un jet de partons. El jet d'hadrons associat al jet de gluó a nivell de partons serà per a nosaltres el **jet de gluó a nivell d'hadrons**.

L'associació

L'associació entre jets d'hadrons i partons és arbitrària. Nosaltres hem estudiat quatre maneres diferents:

Suma lineal: cadascun dels jets de partons és associat a un jet d'hadrons, buscant la combinació que minimitza la suma dels angles entre ells [OPA91]:

$$S = \varphi_{1i} + \varphi_{2j} + \varphi_{3j}$$

on φ_{ij} és l'angle entre el jet d'hadrons i i el jet de partons j .

Suma quadràtica: minimitzant la suma dels angles al quadrat:

$$S = \varphi_{1i}^2 + \varphi_{2j}^2 + \varphi_{3j}^2$$

Proximitat: A cada jet d'hadrons li associem el jet de partons més pròxim. Cada jet de partons sols pot ser associat una vegada [DEL94a, MCF⁺94].

Mixta: Primer associem la parella de jets hadró-partó més pròxima. Per als altres dos jets minimitzem la suma de l'angle entre ells [ALE94a].

Per tal de dilucidar quin d'aquests quatre mètodes és el menys ambigu, estudiàrem per a cada un d'ells, les vegades que es trobava un vèrtex secundari en el jet hadrònic de gluó. Consideràvem que un jet tenia un vèrtex secundari quan: $\mathcal{P}_J < 0.01$. En la figura 5.18 es pot veure amb quina freqüència apareixia un vèrtex en el jet hadrònic de gluó. El mètode de major proximitat és el que té una freqüència menor. Aleshores, prenem aquest criteri per resoldre quin és el jet de gluó a nivell d'hadrons en el Monte Carlo de JETSET. Si bé, la diferència entre els diferents mètodes és mínima.

Ambigüitats

Aquesta definició que hem donat de jet de gluó a nivell d'hadrons no està lliure d'ambigüitats. En un 1.3% dels esdeveniments, concorre alguna circumstància especial, conseqüència de la qual hem d'adoptar altres solucions. En tenim tres exemples:

- i) Esdeveniments on el q i $\bar{q}$ són associats al mateix jet de partons. Aleshores, tenim dos candidats a jet de gluó, àdhuc a nivell de partons.
- ii) Esdeveniments on, a nivell de partons, la pluja només ens dona dos quarks (q i $\bar{q}$ originals)⁶
- iii) Esdeveniments on tenim dos jets d'hadrons associats al mateix jet de partons.

⁶Açò no vol dir de cap manera que en els esdeveniments reals pugui passar el mateix. És un efecte degut al caràcter probabilístic del generador.

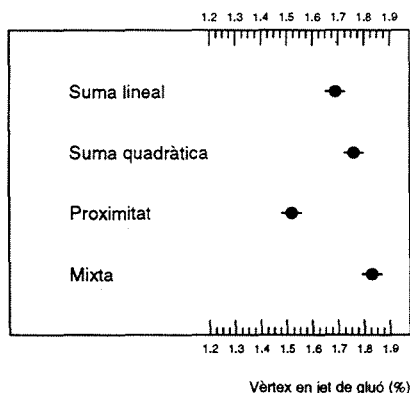


Figura 5.18: Amb l'ajuda de la simulació del detector DELPHI hem estudiat quina és la fracció de jets de gluó amb una gran probabilitat de vèrtex secundari.

El primer cas és degut a les associacions defectuoses que fan els algoritmes de reconstrucció de jets. La fracció d'esdeveniments de Monte Carlo on tenim aquest fenomen és només del 0.5 %. Suposem doncs, que el jet del gluó és el menys energètic dels dos jets candidats. L'altre jet el prenem com el segon jet de quark.

En els esdeveniments on tenim només dos quarks al final de la pluja de partons (un 0.6% de tots els esdeveniments)⁷, tenim únicament dos jets de partons. A més a més són dos de quark quarks i ens manca el jet generat pel gluó. Per resoldre aquesta situació fem el següent:

- Calculem els angles entre els tres jets d'hadrons i els dos jets de partons.
- Associem els dos jets de partons als dos jets d'hadrons més pròxims (ja tenim els jets de quark a nivell d'hadrons).
- El tercer jet d'hadrons el considerem com el jet generat pel gluó.

La tercera ambigüïtat se'ns presenta quan tenim dos jets d'hadrons associats al mateix jet de partons. Si el jet de gluons a nivell de partons

⁷ Aquesta xifra és relativa perquè depen molt dels paràmetres del generador.

és el que està ben definit amb una i única associació, aleshores el jet d'hadrons que té associat també està ben definit. Contràriament, si el jet de gluó es veu implicat en la mala associació, ens veiem forçats a resoldre-la. Llavors, dels dos jets d'hadrons que pugnen pel mateix jet de partons associem aquell que està més pròxim. El tercer jet d'hadrons s'associa al jet de partons que havia quedat desemparellat.

L'origen d'aquestes ambigüitats no és únic. Per exemple, esdeveniments que a nivell de partons tenen dos jets i, pels efectes de l'hadronització, tres a nivell d'hadrons. Quan forcem un tercer jet a nivell de partons, el que fem és desdoblar un dels jets (figura 5.19). Normalment, el resultat és la dissociació d'un gluó poc energètic d'un dels jets de quarks. Aquest gluó pot formar un gran angle respecte a l'eix del jet al qual pertanyia.

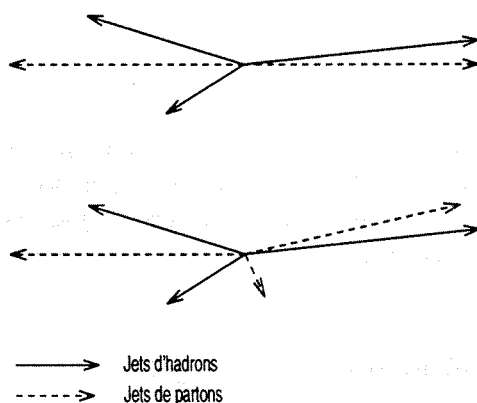


Figura 5.19: Dalt: esquema d'un esdeveniment amb dos jets a nivell de partons (línia discontinua). Pels efectes de l'hadronització té tres jets a nivell d'hadrons (línia contínua). Baix: forcem que hi haja tres jets a nivell de partons. El tercer jet de partons és poc energètic i forma un gran angle respecte a tots els jets d'hadrons.

5.5 Identificació de jets generats per gluons

En aquesta secció descriurem els mètodes d'identificació de jets de quark i gluó que hem emprat en la nostra anàlisi. Aquests mètodes són:

- i) ordenació energètica
- ii) ordenació angular
- iii) identificació de muons
- iv) identificació d'electrons
- v) trobar un vèrtex secundari
- vi) trobar dos vèrtex secundaris

En tots els casos, prendrem com energia real del jet l'obtinguda de fer el càlcul amb la regla del triangle (secció 4.3.2). Assumim també que la massa dels partons és nul·la.

En tots els gràfics que presentem d'ara en avant, si en l'eix d'abscisses presentem l'energia del jet, serà l'energia calculada.

Altres mètodes

No volem deixar passar l'oportunitat de citar altres mètodes ja siguen estudis estadístics [Jac94] o les xarxes neuronals [Bar95, GJH95]. Uns observables freqüentment utilitzats són els moments de Fodor. [Fod90, Fod91]. Per tant fan un ús extensiu de les propietats del jet de gluó que depenen de la seua fragmentació. Aleshores, una bona simulació és fonamental.

5.5.1 Ordenació energètica dels jets

Aquest mètode classifica els jets per ordre energètic, utilitzant l'energia reconstruïda de cada jet.

Una volta ordenats per ordre decreixent en energia, la classificació dels jets és la següent. :

- 1.- els dos jets més energètics de l'esdeveniment són *jets de quark*
- 2.- el jet menys energètic dels tres és el *jet del gluó*.

La idea fonamental que hi ha darrere d'aquesta classificació és la consideració que el gluó ha estat radiat per un dels dos quarks de l'esdeveniment. És d'esperar que el jet del gluó siga el menys energètic dels tres.

La secció eficaç diferencial per a radiar un gluó amb una fracció d'energia x_3 ve donada per l'equació 2.7.

Pels efectes que té el detector sobre l'energia i moment de les partícules reconstruïdes, la reconstrucció dels jets no necessàriament preserva l'ordenació energètica de la generació. Si emprem l'energia reconstruïda per tal de classificar els jets, els resultats no tenen perquè ser iguals, a si fem la classificació amb l'energia calculada.

La classificació es fa amb l'energia reconstruïda però assumim que l'energia verdadera és la calculada. Per tant, podrem trobar jets de gluons en tot el rang energètic possible, de 0 a $\sqrt{s}/2$ (figura 5.22)

En la figura 5.20 tenim representada la puresa del jet de gluó que ens proporciona aquest mètode de classificació. En la taula 5.5 podem veure amb detall els valors per a un y_{cut} fix. I en la figura 5.23 tenim representada la puresa dels jets de gluó en funció de l'energia per a un y_{cut} fix.

Aquest mètode compta amb l'avantatge que pot fer la identificació del jet del gluó en tots els esdeveniments amb tres jets $Z^0 \rightarrow q\bar{q}g$, siga quin siga el sabor del quark que origina l'esdeveniment. En la taula 5.6 tenim la fracció d'esdeveniments del tipus $Z^0 \rightarrow b\bar{b}g$ respecte del total $Z^0 \rightarrow q\bar{q}g$ que hi ha en la mostra d'esdeveniments a tres jets seleccionats.

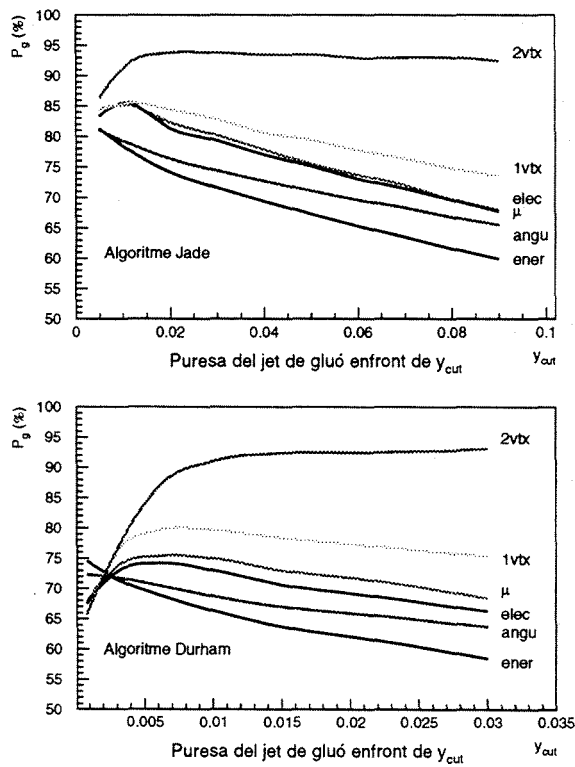
Taula 5.5: Puresa global de la mostra de jets de gluó.

Mètode d'identificació del jet de gluó	P_g (%) Jade 0.04	P_g (%) Durham 0.01
Ordenació energètica	70.2 ± 0.1	66.2 ± 0.1
Ordenació angular	73.8 ± 0.1	68.6 ± 0.1
Identificació de μ	78.6 ± 0.5	74.9 ± 0.4
Identificació d'e	77.6 ± 0.5	72.9 ± 0.5
1 vtx secundari	80.9 ± 0.3	79.6 ± 0.3
2 vtx secundaris	93.6 ± 0.4	91.2 ± 0.4

Contràriament, el biaix de la mostra de jets de gluons pren magnituds importants. Aquest biaix és accentuat pel fet que hi ha una correlació natural entre energia reconstruïda del jet i multiplicitat, moment de les partícules... La presència d'un biaix fa que aquest siga un mètode poc interessant en el nostre estudi.

Taula 5.6: Proporció dels esdeveniments $b\bar{b}g$ en la mostra seleccionada.

Mètode d'identificació del jet de gluó	P_b (%)	P_b (%)
	Jade 0.04	Durham 0.01
Ordenació energètica	21.5 ± 0.1	21.6 ± 0.1
Ordenació angular	21.5 ± 0.1	21.6 ± 0.1
Identificació de μ	56.5 ± 0.5	55.4 ± 0.5
Identificació d' e	47.7 ± 0.5	48.3 ± 0.5
1 vtx secundari	73.9 ± 0.3	74.5 ± 0.4
2 vtx secundaris	95.3 ± 0.4	94.4 ± 0.3

**Figura 5.20:** Figura a): Puresa del jet de gluó en front de y_{cut} per als jets reconstruïts amb l'algoritme Jade. Figura b) idem amb Durham.

5.5.2 Ordenació angular dels jets

A diferència de l'ordenació energètica, l'ordenació angular classifica els jets d'acord amb l'energia calculada per la regla del triangle (secció 4.3.2). D'ací el nom d'ordenació angular.

Aquest mètode ha sigut el més emprat en els experiments realitzats a més baixa energia, per tal d'identificar el jet del gluó [JAD83].

Definim doncs:

- 1.- els dos jets més energètics de l'esdeveniment: *jets de quark*
- 2.- el jet menys energètic dels tres: *jet de gluó*

Aquest mètode ens proporciona una mostra de jets de gluons amb una puresa major a la proporcionada pel mètode de l'ordenació energètica (secció 5.5.1). En la taula 5.5 i la figura 5.20 presentem la puresa de la mostra segons l'algorisme i el y_{cut} utilitzat. Un altre cop, podem identificar el jet del gluó en tots els esdeveniments a tres jets que seleccionem (vegeu la taula 5.6).

Un desavantatge del mètode d'ordenació angular és el limitat espectre energètic dels jets de gluons així identificats. Per la propia definició, aquest mètode no permet identificar jets de gluons amb energia superior a $\sqrt{s}/3$ (≈ 30 GeV en el nostre cas, figura 5.22).

El fet de trobar el jet de gluó sempre com el jet menys energètic esbiaixa inevitablement algunes propietats de la mostra. Aleshores, hi apareix un biaix en la multiplicitat del jet, en el moment de les partícules, en el seu angle respecte a l'eix del jet, etc. Ara bé, aquest biaix no és uniforme amb l'energia, de forma que els jets de gluó de baixa energia no resulten gens esbiaixats, entre altres coses perquè tenen una puresa molt alta.

Malauradament el biaix de la mostra tindria una conseqüència important sobre la nostra anàlisi, i per tant, açò fa que aquest mètode no siga interessant. En certes circumstàncies especials, on es requereisca molta estadística i una acceptable puresa de jets de gluons, aquest és un mètode ideal, ja que el biaix encara que present, sol ser d'efectes limitats.

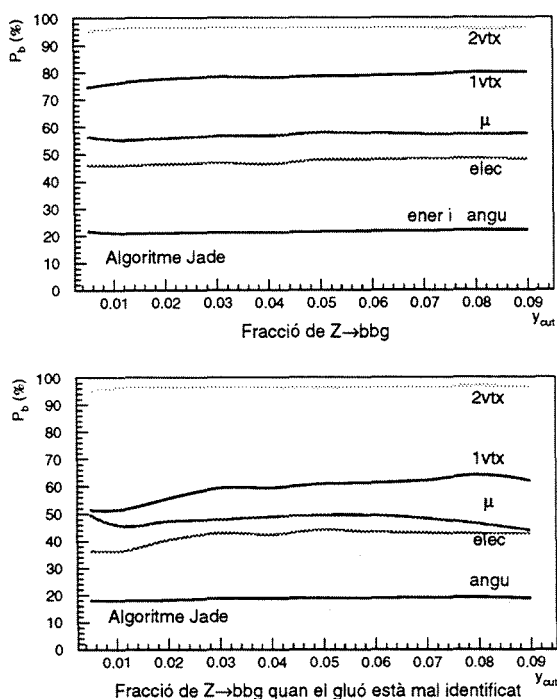


Figura 5.21: Dalt: fracció dels esdeveniments $Z^0 \rightarrow b\bar{b}g$ en els esdeveniments on hem pogut identificar un jet de gluó. Baix: la mateixa fracció però ara quan el gluó està mal identificat.

5.5.3 Identificació de muons

La presència d'un μ en un jet indica que aquest és un jet de quark. Però ací s'acaven els avantatges. Una circumstància agreujant és que només $\sim 10\%$ dels esdeveniments hadrònics amb tres jets (els $Z^0 \rightarrow b\bar{b}g$ i $Z^0 \rightarrow c\bar{c}g$ amb desintegracions semileptòniques) són susceptibles de posseir un μ en un jet de quark. Cal afegir-hi l'eficiència d'identificació dels muons, la qual cosa ha merescut un estudi apart (secció 5.3.1).

A més a més, si el μ pertany al jet més energètic poc ens ajuda a identificar el jet del gluó. Són pocs els esdeveniments on el jet del gluó és el més energètic ($\sim 10\%$, vegeu la taula 5.2). Traurem profit

d'identificar un muó en un dels jets de l'esdeveniment, si és identificat en un dels dos jets menys energètics.

Aleshores, el procediment a seguir per tal de classificar jets de gluons identificant muons en un dels dos jets menys energètics és el següent:

- 1.- calcular les energies dels jets d'acord amb la regla del triangle i ordenar-los per energies decreixents.
- 2.- El jet més energètic es pren com *jet de quark*.
- 3.- Dels dos jets menys energètics, aquell que tinga associat un muó és considerat com el segon *jet de quark*.
- 4.- El jet romanent és classificat com el *jet de gluó*.

La puresa mitjana de la mostra de jets de gluons és d'un 74.9% (Durham amb $y_{cut} = 0.01$) i 78.6% (Jade, $y_{cut} = 0.04$), valors superiors als obtinguts amb l'ordenació angular i l'energètica (vegeu la figura 5.20).

Hi observem com la proporció d'esdeveniments $Z^0 \rightarrow b\bar{b}g$ és ara superior al 55% (figura 5.21 i taula 5.5). Els esdeveniments $Z^0 \rightarrow c\bar{c}g$ representen un 24%. Així i tot, encara roman un 21% d'esdeveniments amb $Z^0 \rightarrow q\bar{q}g$ $q = u, d, s$, que entren en la nostra mostra principalment per dues causes:

- 1) aquells esdeveniments on prenem un π carregat per un μ
- 2) aquells esdeveniments on el pió (provinent de qualsevol dels jets de quark o del gluó) es desintegra: $\pi \rightarrow \mu\nu$ i per tant tenim un muó real, del qual no sabem distingir si té l'origen en un jet de quark.

Rang energètic

L'abast energètic dels jets de gluó així identificats cobreix pràcticament tot el rang disponible (vegeu la figura 5.22).

La selecció dels muons ajuda a mantenir el biaix controlat i a limitar els seus efectes. L'energia dels gluons no està esbiaixada, ni tampoc les seues propietats.

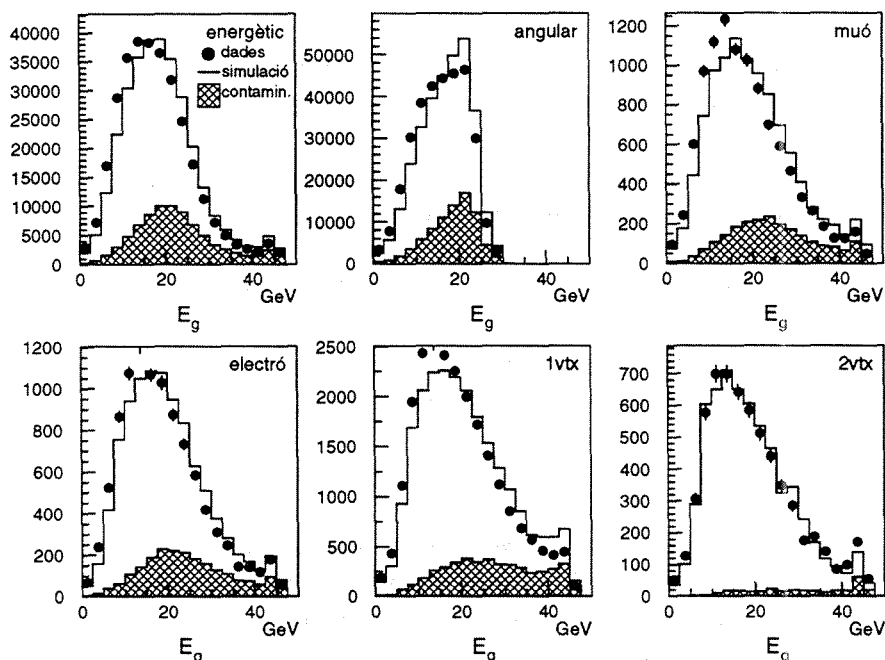


Figura 5.22: Comparació entre dades reals i simulació (dels anys 1992 i 1993) de l'energia dels jets de gluons obtinguts amb els sis mètodes diferents d'identificació. Esquema de recombinació aplicat: Durham $y_{cut} = 0.01$

Doble identificació de muons

Amb una doble identificació de muons en dos dels tres jets podem classificar dos jets de quark i el romanent deixar-lo com jet del gluó.

El problema d'aquest procediment és una paupèrrima eficiència. Efectivament, els esdeveniments amb dos muons reveladors d'un jet de quark, són un 0.8% de tots els hadrònics.

Podem pensar en utilitzar aquest procediment per tal de millorar la puresa. Però només ens ajudaria quan el jet de gluó fóra el més energètic. Aleshores ens enfrontem amb dos muons de baixa energia i puresa ($\sim 50\%$, vegeu la figura 5.13). Per tant, de les parelles de muons, només el 25% seran una bona parella. En conclusió, la doble identificació de

muons aporta més esdeveniments contaminants que bons esdeveniments.

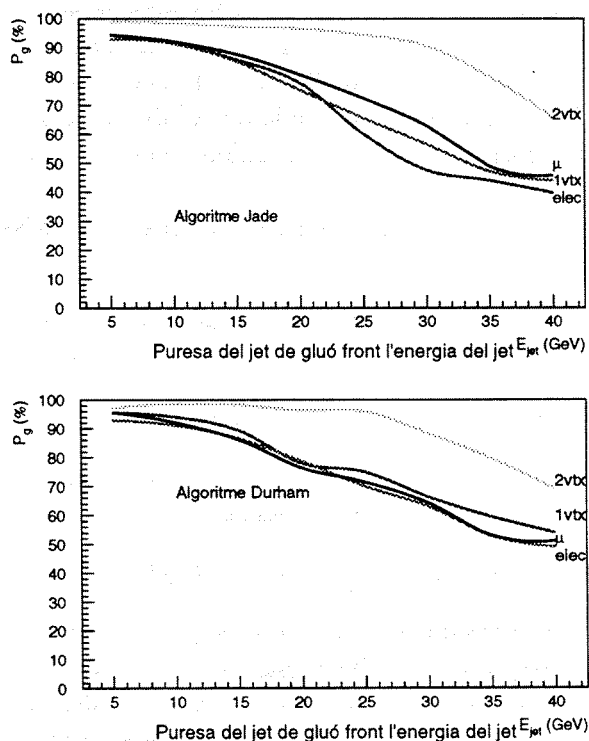


Figura 5.23: Puresa del jet de gluó en front de l'energia del jet.

5.5.4 Identificació d'electrons

El mètode de classificació de jets de gluons basat en la identificació d'electrons dins d'un jet de quark comparteix les idees bàsiques amb el mètode de la identificació de muons.

La presència d'un electró en un jet indica que aquest és un jet de quark. tracta d'un jet de quark. Però ací s'acaben els avantatges. Només un 10% dels esdeveniments hadrònics amb tres jets (els $Z^0 \rightarrow b\bar{b}g$ i $Z^0 \rightarrow c\bar{c}g$ amb desintegracions semileptòniques) són susceptibles de posseir un e en un jet de quark. Queda el cas ja esmentat d'electrons

produïts per foto-conversió: $\gamma \rightarrow e^+e^-$. Aquests electrons no denoten l'empremta d'un jet de quark. Llavors hem de suprimir la possible contribució d'aquests electrons provinents de la foto-conversió.

Tot el comentat en el cas de la identificació de muons com baixa raó de producció, presència del ν , identificació defectuosa, etc és igualmet aplicable al cas dels electrons. Els problemes d'identificació d'aquestes partícules en el detector són diferents. L'anàlisi, però, és completament equivalent.

La identificació del jet del gluó segueix les mateixes passes que la feta amb selecció de muons:

- 1.- Calculem les energies dels jets d'acord amb la regla del triangle i els ordenem per energies decreixents.
- 2.- El jet més energètic el prenem com *jet de quark*.
- 3.- Dels dos jets menys energètics, aquell que tinga associat un muó, és considerat com el segon *jet de quark*.
- 4.- El jet romanent és classificat com el *jet de gluó*.

La puresa de la mostra que obtenim amb aquest mètode és del 72.9% (Durham $y_{cut} = 0.01$) i 77.6% (Jade $y_{cut} = 0.04$, vegeu la taula 5.5. Aquests valors són similars als que dona el mètode dels muons. La composició en sabors de la mostra d'esdeveniments també segueix la tendència ja descrita pels muons. Hi ha una majoria d'esdeveniments $Z^0 \rightarrow b\bar{b}g$ (48%) i també de $Z^0 \rightarrow c\bar{c}g$ (21%) (vegeu la taula 5.6).

El rang energètic dels jets de gluons identificats amb aquest mètode abarca pràcticament tot el rang de 0 a 40 GeV (figura 5.22. La puresa també té una forta dependència amb l'energia del jet i, exactament, pels mateixos motius que en el cas de la identificació amb muons.

Un mètode basat en una doble identificació d'electrons, planteja exactament els mateixos problemes que en el cas dels muons.

Doble identificació de leptons

Podem imaginar-nos un mètode que tracte d'identificar dos jets de quark amb dos leptons ($\mu\mu$, μe i ee), cada un en un jet.

Aquest mètode té una eficiència teòrica comparable a la identificació d'un únic leptó (bé siga muó, bé siga electró). Contràriament, no aporta coses noves, ja que els esdeveniments que passen una doble identificació,

passen també en un 97% la simple. La diferència ve d'aquells esdeveniments on tenim els dos leptons en el mateix jet, essent aquest un dels dos jets menys energètics de l'esdeveniment.

Com ja hem vist, les seleccions de muons i electrons són processos independents. Aleshores, la sistemàtica d'un mètode basat en una doble identificació de leptons es complica notablement enfront d'una identificació simple. Conseqüentment, les correccions per efectes de detector (on s'inclou la puresa d'identificació de muons i electrons) són molt més complicades. És millor per tant, procedir amb dos mètodes independents. A més ens permetrà comprovar la consistència de la nostra anàlisi.

5.5.5 Un vèrtex secundari (1vtx)

En l'apèndix B hem descrit la variable $\mathcal{P}_J$. Aquesta variable ens permet reconèixer els jets generats per quarks pesats distingint-los de la resta.

Diem que un jet és susceptible de tenir un vèrtex secundari quan:

$$\mathcal{P}_J \leq 0.01$$

Aleshores, la classificació del jet del gluó és realitzada d'acord amb la següent prescripció:

- 1.- Primer: calculem les energies dels jets amb la regla del triangle i els ordenem per energia decreixent.
- 2.- El jet més energètic el prenem com *jet de quark*.
- 3.- Si un dels dos jets menys energètics té $\mathcal{P}_J \leq 0.01$, el prenem com *jet de quark*, a condició que el jet romanent (*jet de gluó*) tinga $\mathcal{P}_{J_g} \geq 0.1$.

Aquest mètode proporciona una mostra de jets de gluons amb un 79.6% (80.9 %) de puresa per a Durham (Jade). El contingut per sabors és d'un 74.5% (73.9 %) de $Z^0 \rightarrow b\bar{b}g$ amb l'algoritme Durham (Jade). Un 12% (11%) d'esdeveniments $Z^0 \rightarrow c\bar{c}g$.

La precaució d'exigir $\mathcal{P}_{J_g} \geq 0.1$ per al jet del gluó té dues justificacions:

- a) estar segurs que no té partícules produïdes en un vèrtex o en una interacció secundària.

b) descorrelacionar les probabilitats del jet del gluó i del b .

En la figura 5.24 veiem les distribucions de probabilitat $\mathcal{P}_J$, per al jet de quark més energètic i jet de gluó, d'aquells esdeveniments classificats per aquest mètode. Observem dues coses: primerament que la distribució del primer jet de quark $\mathcal{P}_{J_1}$ exhibeix un màxim per a $\mathcal{P}_{J_1} \rightarrow 0$ (correlació de probabilitats entre jets). Segonament, la probabilitat del jet del gluó és quasi plana.

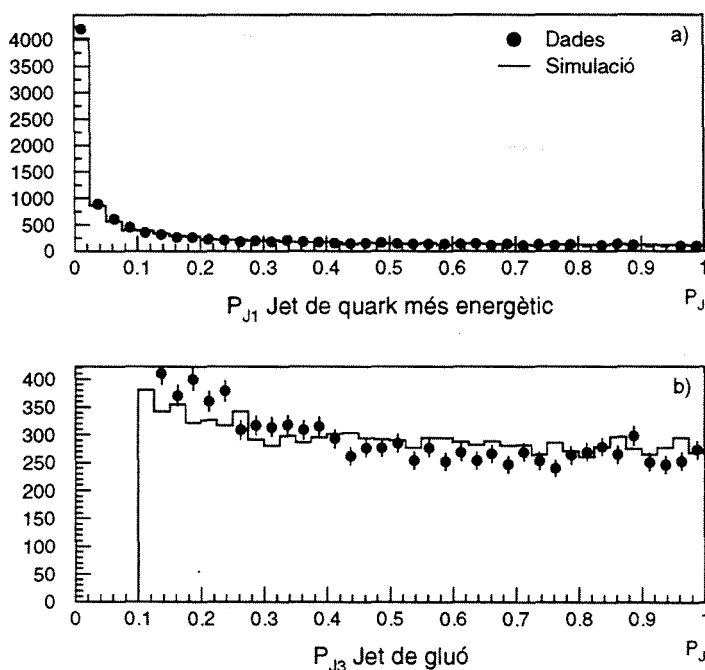


Figura 5.24: Comparació de dades enfront de la simulació de DELPHI: a) per a la probabilitat del jet més energètic (quark) i b) de gluó quan fem la classificació amb el mètode d'un vèrtex secundari.

Les distribucions de $\mathcal{P}_J$ per a cada un dels quatre tipus de jets possibles (jets de quarks lleugers uds , c , b i gluons) es poden veure en la figura 5.25. Advertim que les distribucions per als jets de quarks lleugers i gluons són planes, (figures 5.25.a i 5.25.d respectivament) mentre que la distribució del quark b exhibeix una acumulació a valors de $\mathcal{P}_J \rightarrow 0$

(figura 5.25.c). Ídem amb la distribució del quark c (figura 5.25.b), encara que no tan emfasitzada com la del b .

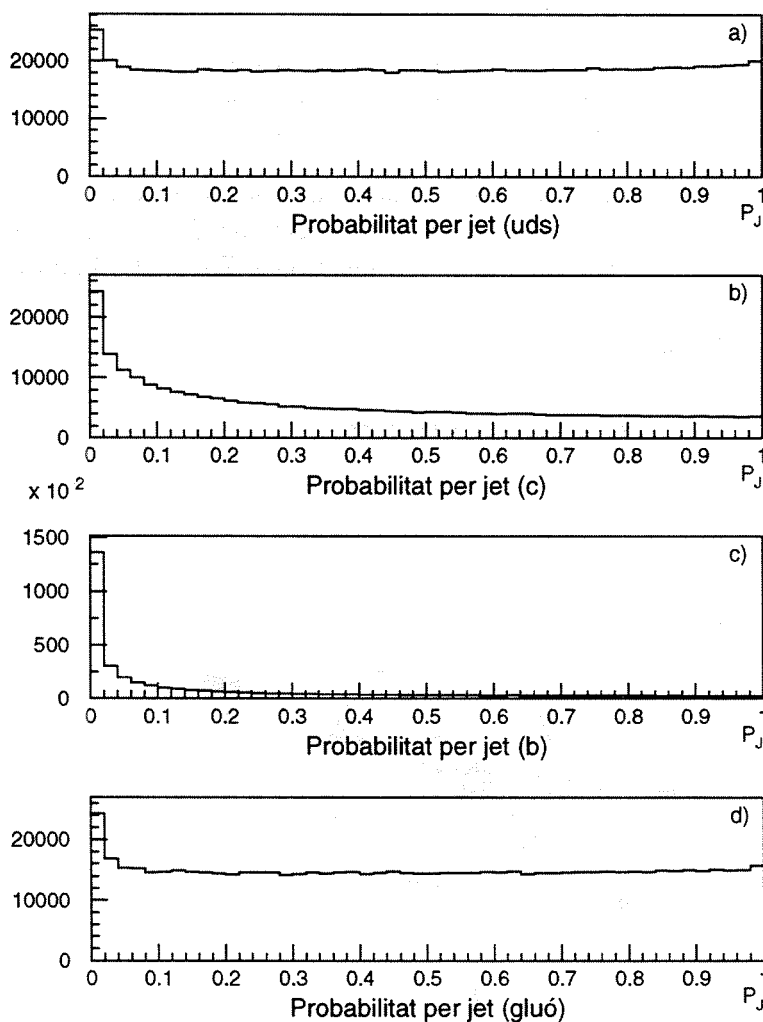


Figura 5.25: Distribucions de $\mathcal{P}_J$ extretes de la simulació per als jets de quarks lleugers uds (a), jets de quark c (b), jets de quark b (c) i jets de gluons (d). Esdeveniments de tres jets reconstruïts amb l'algoritme Jade.

Correlacions

Existeix una correlació entre les probabilitats per jet ($\mathcal{P}_J$). L'origen d'aquesta correlació es pot trobar en:

- 1) el càlcul d'un vèrtex d'interacció comú per a tot l'esdeveniment. Com que la probabilitat de cada jet és calculada respecte al vèrtex comú, una correlació entre jets és inevitable.
- 2) Lògicament, si un dels jets de l'esdeveniment ha estat generat per un quark b i té $\mathcal{P}_{J_1} \rightarrow 0$, aleshores un altre jet del mateix esdeveniment és generat per l'altre b i, per tant $\mathcal{P}_{J_2} \rightarrow 0$. Ídem amb els sabors lleugers.

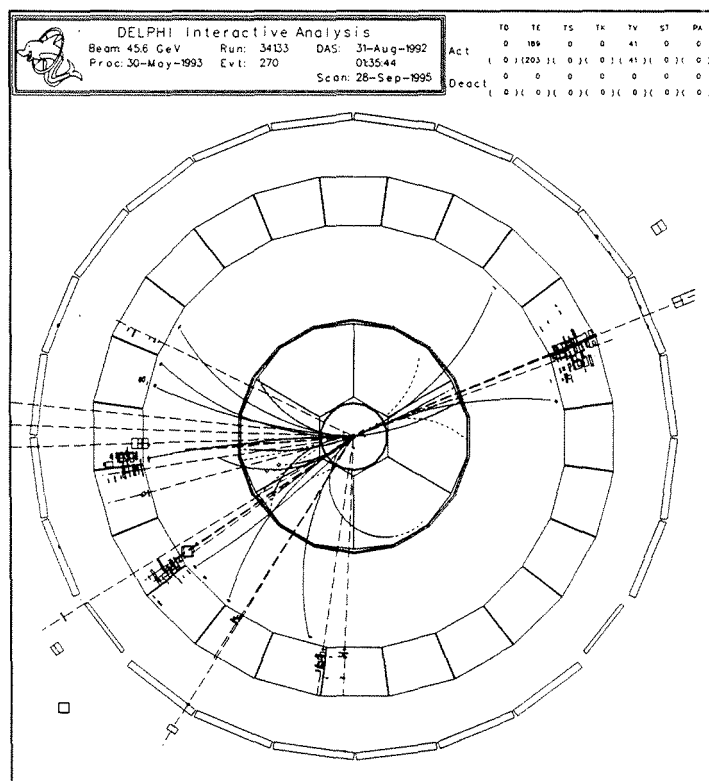


Figura 5.26: Esquema d'un esdeveniment amb dos jets en DELPHI, on un d'ells és gros i l'altre prim. El jet més gros és susceptible de ser escindit en dos a baix y_{cut} . Aleshores, el prendriem de tres jets.

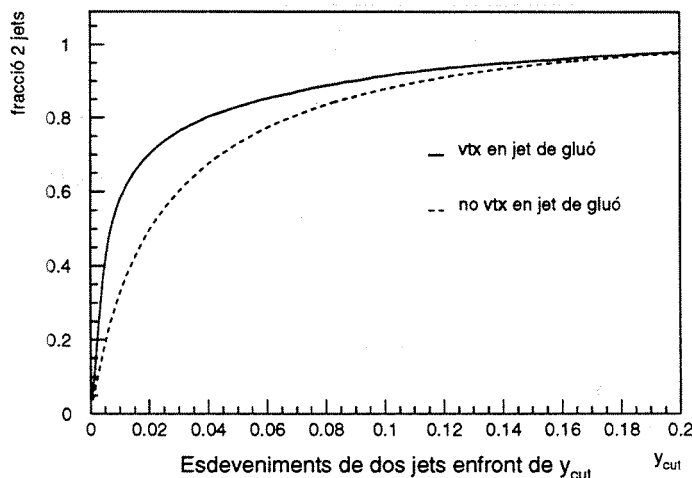


Figura 5.27: Evolució de la fracció d'esdeveniments de dos jets. En línia contínua, esdeveniments que quan són de tres jets a un cert y_{cut} , el jet que diem de gluó té $\mathcal{P}_J \leq 0.01$. En línia discontinua estan representats els esdeveniments restants.

Però la correlació no sols existeix entre jets de quarks. També està present entre jets de b i gluons. Efectivament, si estudiem amb la simulació el contingut dels diferents tipus de quarks en els esdeveniments $Z^0 \rightarrow q\bar{q}g$ amb un vèrtex en el jet del gluó⁸, observem que la fracció de $Z^0 \rightarrow b\bar{b}g$ és molt superior a la normal (taula 5.7)

Els esdeveniments $Z^0 \rightarrow b\bar{b}g$ amb un vèrtex secundari en el jet del gluó solen ser esdeveniments *quasi de dos jets* (vegeu la figura 5.26). És a dir, amb un jet molt ample escindit en dos jets al y_{cut} que treballem. A poc que augmentem el y_{cut} , aquest esdeveniment passa a ser de dos jets (figura 5.27).

⁸Si la presència d'un vèrtex secundari en un jet de gluó es deguera només a una mala reconstrucció de les trajectòries per part del detector, la proporció dels diferents sabors hauria d'ésser la normal.

Taula 5.7: Composició per sabors d'aquells esdeveniments on a nivell de simulació $\mathcal{P}_{J_g} < 0.01$. Jade $y_{cut} = 0.04$.

$Z^0 \rightarrow q\bar{q}g$	vtx. gluó (%)
u	16 ± 1
d	12 ± 1
s	18 ± 2
c	17 ± 1
b	$37 \pm 2 \gg 22$

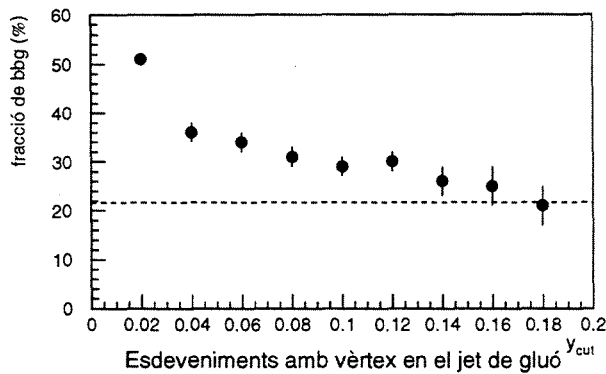


Figura 5.28: Observem com la fracció d'esdeveniments $Z^0 \rightarrow b\bar{b}g$ minva fins el valor normal (línia discontinua) al augmentar y_{cut} .

Aquesta hipòtesi es veu confirmada pel fet que, en incrementar el y_{cut} , la fracció d'esdeveniments amb un vèrtex secundari en el jet de gluó baixa fins el valor normal (figura 5.28). Quan més gran és el y_{cut} major és la separació entre jets i ja no podem parlar d'un jet ample escindit en dos, sinó de dos jets ben diferenciats.

Una posterior demostració de l'existència de la correlació entre les probabilitats dels jets de quarks i gluons dins d'un mateix esdeveniment és demostrada en la figura 5.29. Hi tenim les distribucions de $\mathcal{P}_{J_g}$ en els esdeveniments $Z^0 \rightarrow q\bar{q}g$ (amb q un quark lleuger uds , figura 5.29.a) i en

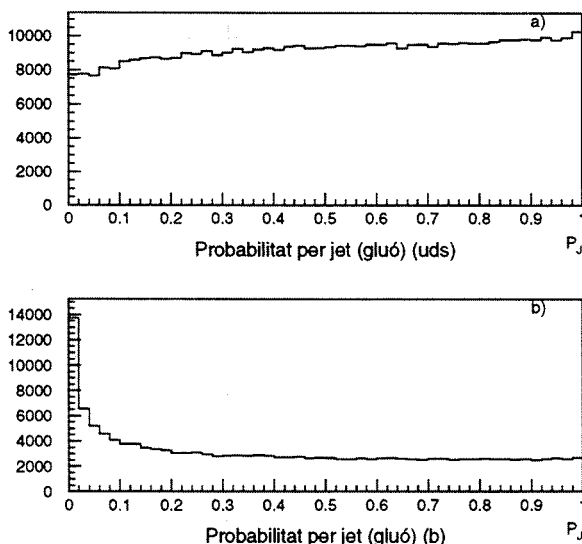


Figura 5.29: Distributions de $\mathcal{P}_J$ dels jets de gluons (simulació) en esdeveniments $Z^0 \rightarrow q\bar{q}g$. Figura (a) $q = uds$ i figura (b) $q = b$.

els esdeveniments $Z^0 \rightarrow b\bar{b}g$ (figura 5.29.b). Per al cas b , la distribució de probabilitat presenta una acumulació en valors $\mathcal{P}_J \rightarrow 0$ i, després, una cua plana.

5.5.6 Dos vèrtex secundaris (2vtx)

Estudiem ara la viabilitat d'una doble identificació de jets de quark per la probabilitat de vèrtex secundari. La classificació del jet de gluó és realitzada de la següent manera:

- dels tres jets, prenem dos **jets de quarks** com aquells que satisfan $\mathcal{P}_J \leq 0.01$ condicionat a $\mathcal{P}_J \geq 0.01$ per al tercer jet (**jet de gluó**).

El jet de gluó així classificat té al seu abast tot el rang d'energia, puix cap ordenació energètica ha estat requerida.

Aquest és el mètode que ens proporciona una mostra de jets de gluons amb major puresa. 91% (94%) per Durham (Jade). El contingut

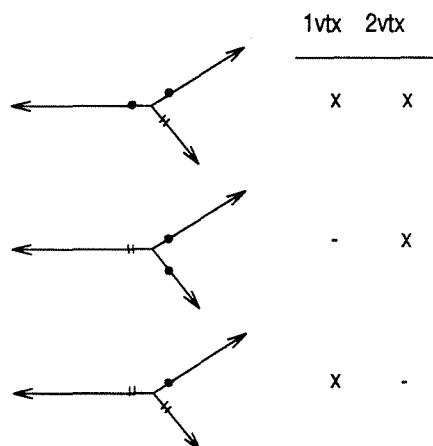


Figura 5.30: Esquema dels tres tipus d'esdeveniments possibles. El primer tipus satisfà al mateix temps els dos criteris de selecció (1vtx i 2vtx). El segon tipus només compleix els requeriments de la classificació per 2vtx. El darrer tipus sols es seleccionat amb el mètode 1vtx. ($\bullet \rightarrow \mathcal{P}_J < 0.01$ i $\circ \rightarrow \mathcal{P}_J > 0.1$)

per sabors és d'un 94% (95%) de $Z^0 \rightarrow b\bar{b}g$ amb l'algoritme Durham (Jade). Un 3% (3%) d'esdeveniments $Z^0 \rightarrow c\bar{c}g$.

1vtx front 2vtx

Els esdeveniments que són classificats amb aquest mètode els podem agrupar en dos categories (veure figura 5.30):

- a) esdeveniments que també són classificats pel mètode d'un vèrtex secundari (1vtx)
- b) esdeveniments que no són classificats pel mètode d'un vèrtex secundari (1vtx)

Les fraccions amb la que contribueixen cada una de les dues classes són: 14% i 86% respectivament.

Cap la possibilitat que un esdeveniment siga seleccionat simultàniament pels mètodes 1vtx i 2vtx. Si les dues mostres contenen esdeveniments en comú deixen de ser independents.

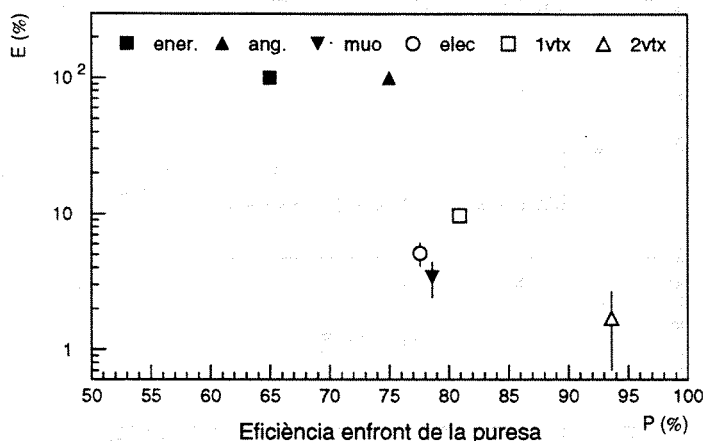


Figura 5.31: Eficiència enfront de la puresa per a cada un dels sis mètodes d'identificació de jets de gluons estudiats en aquest capítol (Jade 0.04).

Esdeveniments en comú

Dos mostres de jets de gluons seleccionades pels mètodes descrits poden estar correlacionades. L'origen d'aquesta correlació cal trobar-lo en els esdeveniments de la intersecció des dos conjunts. Aleshores, per tal d'evitar aquesta situació, apliquem un veto sobre aquells esdeveniments que puguin ésser seleccionats per dos mètodes al mateix temps, assignant-los a la mostra que dona una major puresa. És a dir, 2vtx, μ i e, en aquest ordre.

Per exemple, introduïm una esmena al procediment de classificació de jets de gluons pel mètode 1vtx, quedant així:

quart: si un dels dos jets menys energètics té $\mathcal{P}_J \leq 0.01$ el prenem com *jet de quark* condicionat a que el jet romanent (*jet de gluó*) i el jet més energètic tinguin $\mathcal{P}_J \geq 0.1$

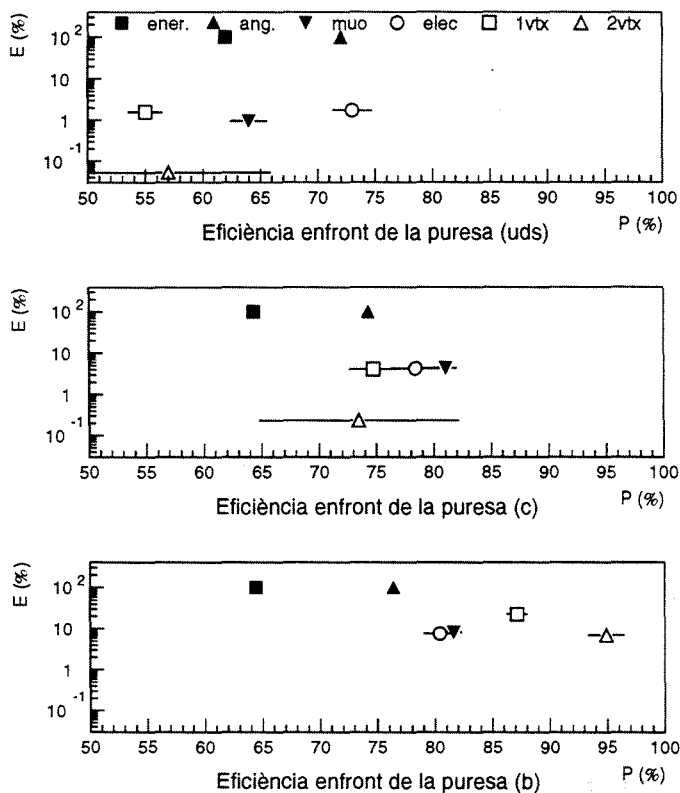


Figura 5.32: Eficiència front a puresa per la identificació dels jets de quarks de diferents sabors a cada un dels sis mètodes d'identificació de jets de gluons estudiats en aquest capítol (Jade 0.04).

5.6 Jets de quark en esdeveniments $Z^0 \rightarrow q\bar{q}\gamma$

El nostre objectiu ara es aconseguir una mostra de jets de quarks que compleisca dues característiques bàsiques:

- 1.- abastar un rang energètic ample, per tal de poder comparar les seues propietats amb les dels jets de gluó en funció de l'energia.
- 2.- No estar esbiaixada.

Taula 5.8: Esdeveniments seleccionats

mètode	Jade $y_{cut} = 0.04$		
	1992	1993	total
ener.	163004	158755	321759
angu.	163004	158755	321759
μ	5556	5015	10571
elec.	5426	4685	9111
1vtx	11417	12722	24139
2vtx	2810	3773	6583

Taula 5.9: Esdeveniments seleccionats

mètode	Durham $y_{cut} = 0.01$		
	1992	1993	total
ener.	161085	158030	319115
angu.	161085	158030	319115
μ	5286	4964	10250
elec.	5426	4685	10111
1vtx	10996	12069	23065
2vtx	2659	3541	6200

Els dos requeriments són atesos pels dos jets de quarks presents en esdeveniments $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow q\bar{q}\gamma$ (vegeu les figures 5.33 i 5.34). En aquest tipus d'esdeveniments el γ substitueix el gluó dels $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow q\bar{q}g$. Si bé la dinàmica de la radiació de gluons i de fotons és diferent, la cinemàtica és la mateixa. En efecte, en tots dos cassos tenim una desintegració a tres cossos del Z^0 i per tant (dinàmica a part) l'energia de cada partícula producte és un continu, que va des de 0 a $\sqrt{s}/2$. Per tant compleixen la primera condició.

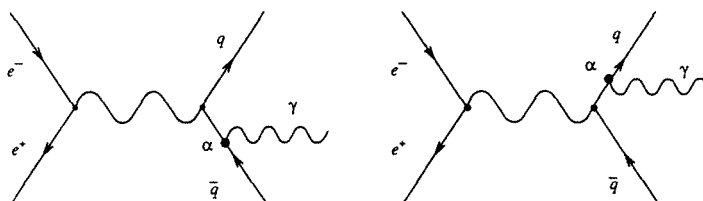


Figura 5.33: Radiació d'un fotó de *bremsstrahlung* per un quark en un esdeveniment $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}\gamma$. El esquema de radiació d'un fotó per un quark és un procés descrit no per QCD sino per QED.

Com que el γ no sent la interacció forta no interfereix amb el desenvolupament dels jets de quark⁹. A més a més el fotó és relativament fàcil de identificar i, en principi, no cal fer cap altre requeriment sobre els jets de quark, assegurant-nos per tant, que la mostra de quarks està lliure de biaix. Així doncs, també compleixen la segona condició.

A més a més per tal d'assegurar-nos que l'algoritme de reconstrucció de jets no introdueix cap biaix inherent al seu propi mecanisme, cerquem *esdeveniments hadrònics de tres jets, on un dels jets està format sols per un fotó*.

5.6.1 Identificació de fotons

En la present anàlisi seleccionem els fotons identificats per DELPHI segons els criteris de selecció de partícules neutres (secció 5.1.1). A

⁹Per suposat que la càrrega elèctrica del quark pot introduir alguna correcció però aquesta és menyspreable per dues raons: la primera és el valor molt menut de la constant d'acoblament α comparada amb la constant d'acoblament forta α_s ($1/127$ front a 0.12), i el segon és la càrrega fraccionaria dels quarks de manera que $|q_i| < 1$.

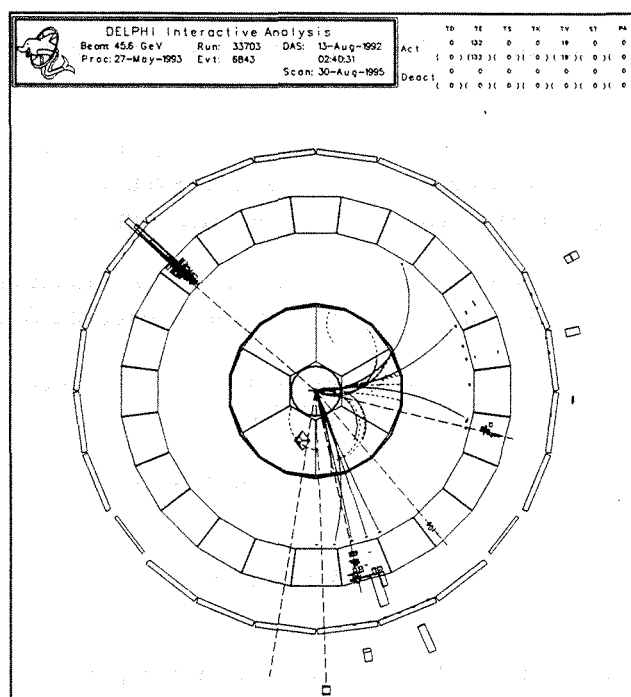


Figura 5.34: Vista esquemàtica d'un esdeveniment $q\bar{q}\gamma$ on es veu clarament el fotó aïllat respecte als dos jets hadrònics.

saber:

- 1- fotons directes i que són detectats bé siga en la HPC o bé siga el FEMC.
- 2- Fotons convertits en una parella electró-positró ($\gamma \rightarrow e^+e^-$) al travessar la matèria dels detectors.

5.6.2 Selecció d'esdeveniments $Z^0 \rightarrow q\bar{q}\gamma$

La selecció d'esdeveniments d'aquest tipus es realitza amb un procediment semblant al utilitzat en la selecció dels $Z^0 \rightarrow q\bar{q}g$ (secció 5.1). Ara, els criteris de qualitat dels jets han de permetre que hi haja un jet format sols per un fotó. Talls en energia i aïllament del fotó són també necessaris per tal d'assegurar-nos una bona puresa i reduir la contaminació en la mostra de fotons.

Dels esdeveniments $e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}$ ¹⁰ seleccionem els $Z^0 \rightarrow q\bar{q}\gamma$ amb els següents requeriments:

- 1.- apliquem un algoritme de reconstrucció de jets utilitzant totes les partícules (carregades i neutres) de l'esdeveniment i Exigim que per al y_{cut} que es considere, l'esdeveniment siga de tres jets.
- 2.- Un dels jets ha d'estar format exclusivament per un fotó i, els altres dos han de tindre al menys una partícula carregada $N_{ch} \geq 1$.
- 3.- Energia visible dels jets hadrònics mínima: $E_{jet\ quark} \geq 3\text{ GeV}$.
Energia mínima del fotó: $E_\gamma \geq 5\text{ GeV}$.
- 4.- Angle polar dels jets hadrònics compreguts en la regió: $26^\circ \leq \theta_{jet\ quark} \leq 154^\circ$.
- 5.- La suma dels angles entre els jets projectats al pla de l'esdeveniment ha de ser major que 359.95°
- 6.- Aïllament mínim del fotó respecte a qualsevol partícula carregada: $\phi_{isol} \geq 20^\circ$.
- 7.- L'energia del fotó calculada amb la regla del triangle deu d'ésser pròxima a l'energia reconstruïda:

$$\Delta E = \left| \frac{E_{\gamma\ calc} - E_{\gamma\ rec}}{E_{\gamma\ rec}} \right| \leq 0.5$$

Cada esdeveniment $Z^0 \rightarrow q\bar{q}\gamma$ on seleccionem un jet format per un fotó, ens permet disposar de dos jets de quark d'energia diferent.

L'aïllament del γ

L'aïllament del fotó es justifica per tal d'augmentar la puresa de la mostra de fotons (vegeu la figura 5.35.a).

Per contra, el requeriment d'un aïllament per al fotó pot esbiaixar la multiplicitat dels jets de quark cap a valors baixos, puix, a menys multiplicitat l'aïllament és major. La influència d'aquest aïllament sobre la multiplicitat és estudiada en la secció 6.3.1.

¹⁰ És a dir, primer apliquem la mateixa selecció de partícules carregades i neutres, i després la selecció d'esdeveniments hadrònics tal i com hem fet en el capítol 4.

ΔE

El darrer tall en la selecció és útil per tal de reduir la contaminació de $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. Si el que tenim és en realitat un π^0 , aleshores no es tracta d'un esdeveniment de tres jets, i no es pot aplicar la regla del triangle (vegeu la figura 5.35.c).

Esdeveniments seleccionats

El nombre d'esdeveniments seleccionats aplicant els criteris que acabem d'explicar i, el desglosament per anys, els trobem en la taula 5.10

Taula 5.10: Esdeveniments $q\bar{q}\gamma$ seleccionats segons l'algoritme aplicat i per a cada any de dades analitzat.

Algoritme	y_{cut}	1992	1993	Total
Jade	0.04	550	562	1112
Durham	0.01	508	498	1006

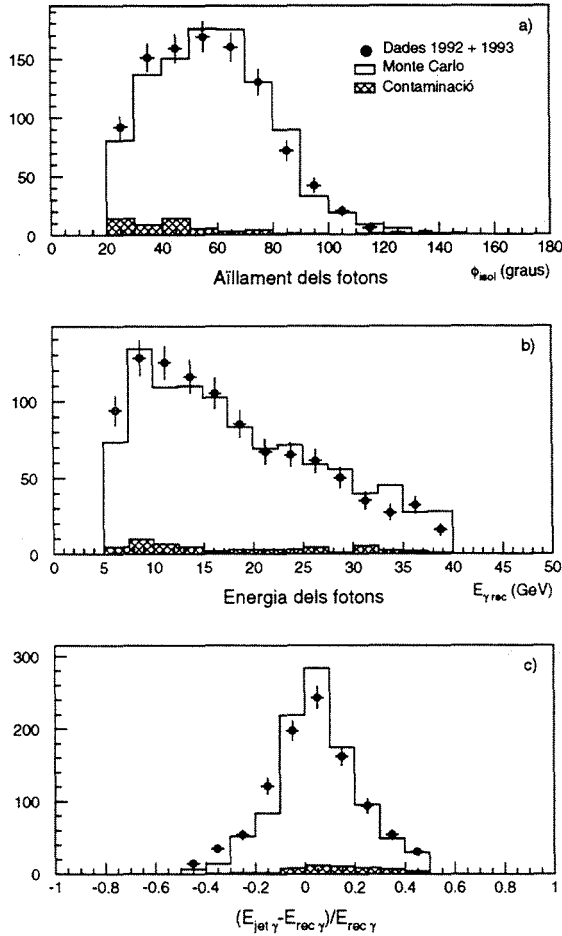


Figura 5.35: Comparació entre dades reals i simulació de DELPHI dels anys 1992 i 1993 (acumulats) per a: (a) l'angle d'aïllament, (b) energia reconstruïda i (c) ΔE per als candidats a jets de fotons.

5.6.3 Origen dels fotons

L'origen dels fotons així seleccionats no és únic. Podem tenir bons fotons d'esdeveniments de radiació de l'estat final (FSR) com de l'estat inicial (ISR) (vegeu la figura 5.36). Les fonts de contaminació poden contribuir també aportant veritables fotons, però radiats per electrons o produïts en desintegracions de resonàncies (altres). La darrera contribució ve per

part dels $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ que no hem pogut distingir dels bons fotons.

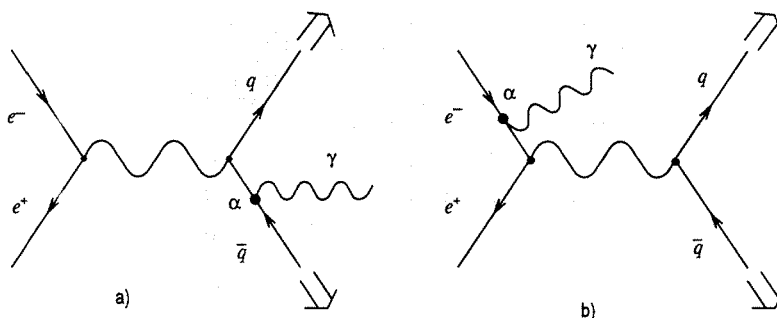


Figura 5.36: Diagrames de Feynman corresponents a: (a) radiació d'estat final (FSR): (b) radiació d'estat inicial (ISR).

Per tal d'estimar la contribució de cada una de les classes a la mostra total de fotons, hem utilitzat el mètode habitual. Amb els esdeveniments hadrònics obtinguts amb el generador JETSET 7.3 i una completa simulació del detector DELPHI, repetim exactament la mateixa anàlisi que realitzem amb les dades reals. Aleshores hem estudiat l'origen de les partícules que nosaltres a nivell de detector hem considerat com a fotons. Els resultats¹¹ estan resumits en la taula 5.11:

La puresa dels fotons que ens interessen és relativament alta 91.4% (Jade) i 88.3% (Durham). També és veu com la contribució de fotons radiats és quasi menyspreable. Aquest fenomen es deu principalment a que un fotó radiat quant i penes està aïllat.

Puresa dels fotons amb l'algorisme i amb y_{cut}

El nombre de jets formats sols per un fotó es vorà afectat per l'algorisme i pel valor particular de y_{cut} que es vullguen utilitzar. Conseqüentment la puresa dels jets de fotó així identificats depen del y_{cut} que es considere (vegeu la figura 5.37).

¹¹Avertiment: no cal entendre aquests resultats com absoluts però sí aproximats. JETSET 7.3 no fa una descripció exacta de la radiació de fotons en esdeveniments hadrònics. Vegeu per exemple [DEL95c].

Taula 5.11: Origen dels fotons seleccionats d'acorda amb el generador de Monte Carlo JETSET 7.3.

Tipus	Contribució (%)	
	Jade	Durham
FSR	83.1 ± 0.9	81.0 ± 0.8
ISR	8.3 ± 0.7	7.3 ± 0.5
radiats	1.6 ± 0.3	0.4 ± 0.1
π^0	5.9 ± 0.6	10.1 ± 0.6
altres	1.1 ± 0.2	1.2 ± 0.2

5.6.4 Espectre energètic dels jets de quark

Hem obtingut la desitjada mostra de jets de quark amb un ample espectre (vegeu la figura 5.38). Aquest espectre té el mateix abast que el dels jets de gluó (vegeu la figura 5.22) tal i com desitjavem.

Volem comentar però, quina és la composició de la contaminació de la mostra de jets de quark que apareixen en la figura 5.38. Aquesta té bàsicament dues contribucions:

- 1.- la més important és la provinent dels esdeveniments hadrònics de dos jets amb un π^0 aïllat que el prenem com un fotó. Aleshores aquesta contaminació és un tant especial perquè són esdeveniments de dos jets de quark. Malauradament eixos jets no tenen l'energia que els hem calculat sinó 45 GeV.
- 2.- La segona contribució ve dels esdeveniments $Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-\gamma$ i també els $Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow \pi^0 X$ on prenem el π^0 com un fotó. Aquesta contribució és especial per dues coses:
 - a) és aliena als esdeveniments hadrònics,
 - b) contribueix donant jets de tres pions ([PDG94]).

La contribució dels esdeveniments $Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$ depen de l'energia del jet que es considere i varia des d'un 0.5% a 10 GeV fins a un 2.5 % a 40 GeV

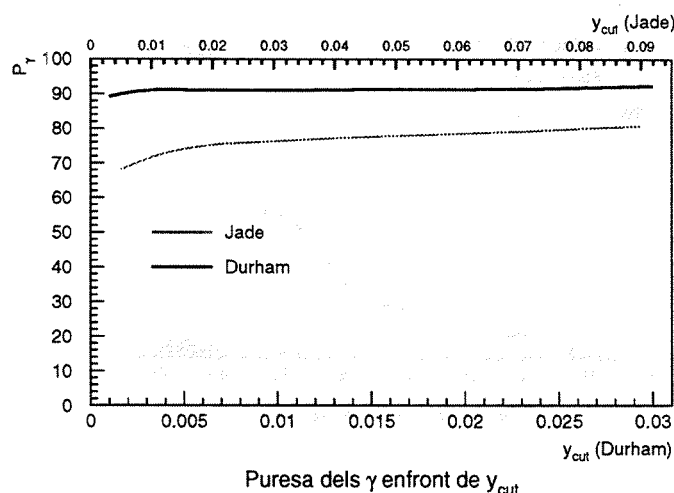


Figura 5.37: Puresa dels jets de fotó en funció del paràmetre de resolució y_{cut} . L'escala superior correspon a l'algoritme Jade i la Inferior a Durham.

5.6.5 Composició de sabors

La generació d'esdeveniments $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow q\bar{q}\gamma$ a les energies de LEP és un procés amb dues etapes:

- 1.- anihilació-materialització: $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$, via Z^0 i no via γ . La composició de sabors és diferent per causa del diferent acoblament dels quarks al Z^0 i al γ (secció 2.3).
- 2.- Radiació d'un fotó de *bremsstrahlung* per part dels quarks. Aquesta depen del quadrat de la càrrega elèctrica dels quarks.

La composició de sabors en la mostra serà una convolució dels dos processos. En la taula 5.12 tenim detallada la probabilitat de tindre cada un dels sabors en cada etapa, la convolució de les dues. De la nostra estimació de tots els bons fotons un 9% són de ISR. En aquest cas, $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ ja no es produeix a l'energia del pic del Z^0 . Si compten

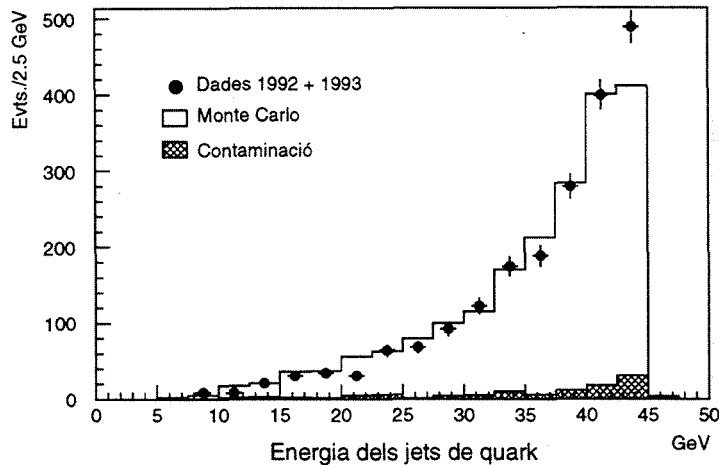


Figura 5.38: Comparació entre dades i la simulació de DELPHI (acumulant 1992 i 1993) de l'energia dels jets de quark.

amb aquests efectes la composició en sabores es veu lleugerament modificada. En la taula 5.13 detallem la composició de sabors dels $q\bar{q}\gamma$ i els resultats obtinguts amb la simulació:

Aleshores vem com l'efecte de la càrrega elèctrica dels quarks b ($1/3$) té com principal conseqüència reduir la proporció d'aquest tipus de quarks en la mostra. Aleshores les incerteses degudes a la fragmentació del quark b són meynspreables.

Aquest és un resultat molt important perquè *podem considerar que la nostra mostra de jets de quark està formada bàsicament per quarks lleugers.*

Taula 5.12: Convolució dels processos de formació d'una parella quark-antiquark i radiació d'un fotó.

sabor	$Z^0 \rightarrow q\bar{q}(\%)$	$q\bar{q}\gamma (\%)$	$Z^0 \rightarrow q\bar{q}\gamma$
<i>u</i>	17	36.4	33.7
<i>d</i>	22	9.1	10.9
<i>s</i>	22	9.1	10.9
<i>c</i>	17	36.4	33.7
<i>b</i>	22	9.1	10.9

Taula 5.13: Composició per sabors de la mostra de $q\bar{q}\gamma$, tenint en compte una contribució de FSR i ISR. Comparem amb el que ens dona la simulació.

sabor	FSR (91%)	ISR (9%)	total $q\bar{q}\gamma (\%)$	Simulació (%)
u	33.7	17	32.2	32.26 ± 1.06
d	10.9	22	11.9	11.48 ± 0.72
s	10.9	22	11.9	12.51 ± 0.75
c	33.7	17	32.2	33.40 ± 1.07
b	10.9	22	11.9	10.34 ± 0.69

6

Propietats dels jets de quark i gluó

En el capítol 5 hem après a seleccionar jets de quarks en esdeveniments $Z^0 \rightarrow q\bar{q}\gamma$, on el q pren normalment un sabor lleuger $q = u, d, s$ o c . Els jets de gluons els seleccionem en esdeveniments $Z^0 \rightarrow b\bar{b}g$. La selecció ha estat feta de manera que l'espectre energètic de les dues mostres, abasta un rang suficientment ample per a permetre fer un estudi de les propietats dels jets de quark i gluó en funció de l'energia.

Definició dels intervals d'energia

Dividim el rang energètic abastat pels jets, en huit intervals de 5 GeV cada un. Així el primer interval cobreix el rang 5.0 ± 2.5 GeV. Els set intervals romanents estan centrats en 10, 15, 20, 25, 30, 35 i 40 GeV. D'ara endavant prendrem l'energia de l'interval com el seu valor central.

6.1 Propietats estudiades dels jets

De les mostres seleccionades de jets de quarks i gluons estudiarem propietats tals com:

- a) la multiplicitat,
- b) l'esfericitat del jet,
- c) la *rapidity* de la partícula més energètica,

i d'altres propietats dels esdeveniments de tres jets:

d) l'efecte *string*.

En un primer pas, analitzarem les citades propietats amb les dades reconstruïdes pel detector DELPHI. Més endavant, les correccions per efectes de detector i puresa de la mostra, seran considerades.

6.1.1 La multiplicitat

Aquesta secció està dedicada a l'estudi de la multiplicitat reconstruïda dels jets. Inicialment, les multiplicitats de tots els jets, quarks i gluons, seran estudiades. Els objectius són múltiples:

- i) revelar la possible dependència de la multiplicitat en funció de l'algoritme de reconstrucció de jets i del paràmetre de resolució, y_{cut} , tant per als jets de quarks com per als jets de gluons.
- ii) Examinar el biaix en la multiplicitat del jet de quark en funció del mètode emprat per a seleccionar els jets de gluons.
- iii) Comprovar si la multiplicitat del jet de gluó és independent del mètode de classificació emprat.

D'ara endavant parlarem sempre de la multiplicitat carregada del jet i no de la total (carregada més neutra). El motiu és simple: l'eficiència de detecció de partícules carregades és major que la de partícules neutres. Qualsevol estudi rigurós sobre la multiplicitat carregada és més senzill i els efectes del detector són menors.

Dependència amb l'algoritme i y_{cut}

Els diferents algorismes de reconstrucció de jets agrupen les partícules d'un esdeveniment hadrònic de manera diferent. Cal esperar que la multiplicitat d'un jet depenga de l'algoritme utilitzat.

Igualment, si variem el y_{cut} canvia el nombre de jets de l'esdeveniment al mateix temps que canvia l'energia mitjana i angle entre jets. Aquest fenomen es tradueix en una dependència de la multiplicitat amb el paràmetre de resolució de jets y_{cut} .

En la figura 6.1 hem comparat la multiplicitat dels tres jets classificats pel mètode de l'ordenació angular, per als algorismes Jade i Durham.

Veiem com la multiplicitat dels jets reconstruïts depèn de l'algoritme i a més exhibeix certa dependència amb el y_{cut} .

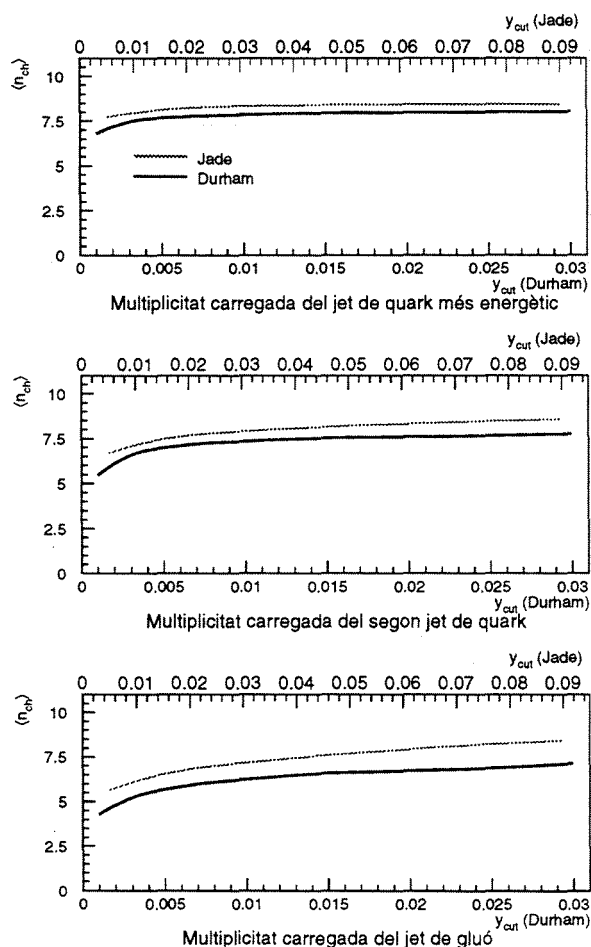


Figura 6.1: Comparació de la multiplicitat amb el y_{cut} i per als algoritmes Jade i Durham. Classificació per ordenació angular.

Biaix en la multiplicitat dels jets de quarks

Hem classificat jets de quarks de sis maneres diferents, corresponent cadascun a un dels mètodes desenvolupats en la secció 5.5. Aleshores estem seleccionant determinats tipus de jets de quarks, a saber:

- jets molt energètics,
- jets amb leptons inclusius (μ i electrons),
- jets amb vèrtex secundaris.

Els jets de quarks, identificats amb leptons inclusius, posseeixen dues característiques peculiars: contenen una partícula molt energètica¹, a més d'un ν , l'energia del qual desconeguem. El μ i ν_μ (e i ν_e) s'emporten una bona fracció de l'energia del jet. Per tant, l'espai fàsic per a la resta de partícules del jet és més reduït. Conseqüentment la multiplicitat és menor.

Els jets de quarks identificats amb un vèrtex secundari tenen com a mínim tres partícules². A més, els jets així identificats són essencialment jets de quark b . Sabem que la multiplicitat carregada dels esdeveniments $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ és major que la dels esdeveniments $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ [DEL95b, MAR92, Chr94]. Aleshores la multiplicitat dels jets també serà major.

En els jets de quarks classificats per energia, el biaix en energia pot esbiaixar la multiplicitat. El segon factor que més pot influir sobre aquests jets és una menor puresa.

En la figura 6.2.a i 6.2.b s'aprecia com la multiplicitat del jet de quark depèn extremadament del mètode d'identificació utilitzat. Es confirma la hipòtesi que els jets de quark identificats amb un leptó inclusiu tenen menys multiplicitat i els jets amb un vèrtex secundari estan esbiaixats cap a valors alts de la multiplicitat.

En conclusió hem de dir que *els mètodes de selecció de jets de gluó esbiaixen la multiplicitat dels jets de quark*. Per tant, els jets així seleccionats no són representatius d'una mostra genèrica. Aquest problema l'hem resolt seleccionant jets de quark en esdeveniments $q\bar{q}\gamma$ (secció 5.6), on la identificació del fotó permet disposar de dos jets de quark no esbiaixats.

¹ Repassem els criteris d'identificació d'electrons i muons i trobarem que hem exigít un moment mínim de 3 i 4 GeV respectivament.

² Aquest és un criteri de selecció, que hem aplicat quan hem definit la probabilitat per jet $\mathcal{P}_J$.

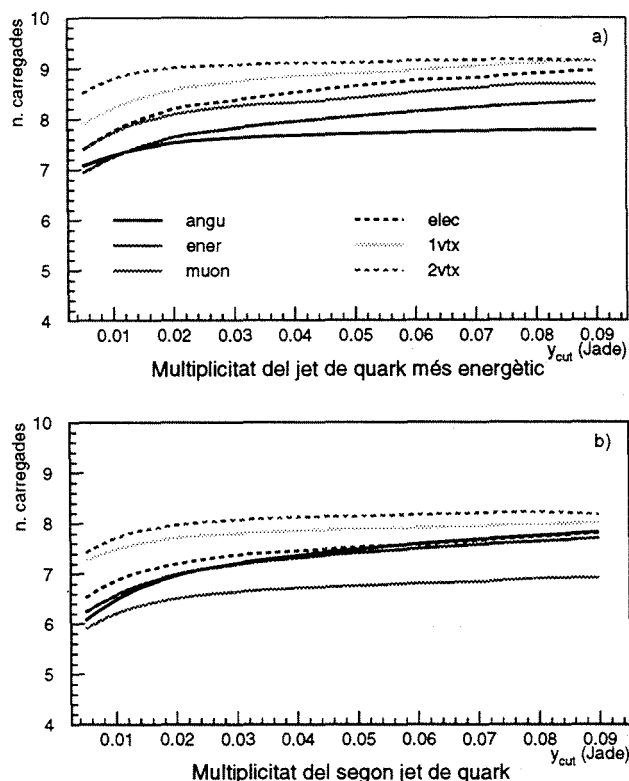


Figura 6.2: Multiplicitat carregada reconstruïda en funció del paràmetre de resolució de jets y_{cut} (Jade) i per als dos jets de quark de l'esdeveniment.

Multiplicitat reconstruïda dels jets de gluons

Ens qüestionem si el biaix de la multiplicitat dels jets de quarks en funció del mètode d'identificació afecta d'alguna manera als jets de gluons.

En la figura 6.3 tenim comparada la multiplicitat dels jets de gluons seleccionats amb els mètodes que esbiaixen els jets de quark. La multiplicitat es presenta en funció del mètode de classificació i en funció de l'energia del jet. Com no hem aplicat cap correcció per efectes de detector ni de puresa, només aquells punts amb una puresa del jet del gluó major al 75% han estat representats. Hi veiem, que els diferents mètodes de classificació donen resultats consistents per a la multiplicitat carregada

dels jets de gluons (dins dels errors estadístics). Àdhuc, sense aplicar cap correcció i d'un any a l'altre. *La identificació de jets de gluons pels mètodes μ , e , 1vtx i 2vtx no esbiaixa la multiplicitat dels jets de gluons.*

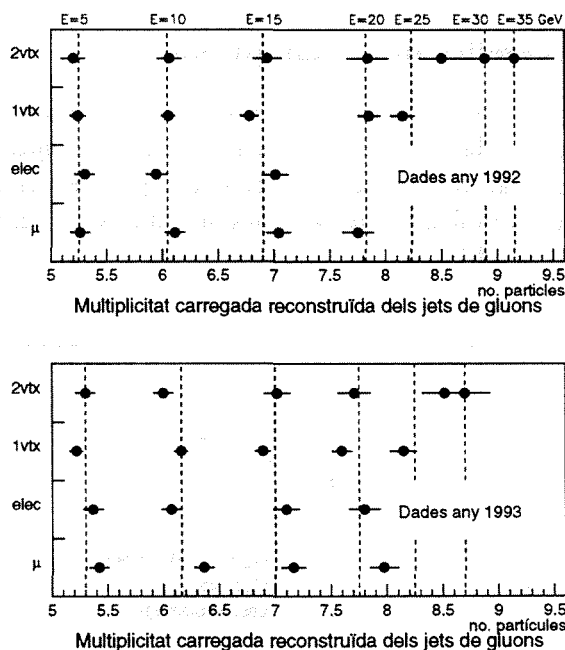


Figura 6.3: Evolució de la multiplicitat reconstruïda dels jets de gluons en funció de l'energia.

Contràriament els mètodes de classificació per ordenació energètica i angular limiten l'espectre dels jets de gluons. A més a més, la mostra que seleccionen és d'una puresa relativament baixa. Aleshores cal descartar aquests mètodes d'identificació de jets de gluons puix requereixen grans factors de correcció.

Aquest és un dels punts més importants sobre el que es basa la nostra futura anàlisi:

- tenim quatre mostres independents de jets de gluons, seleccionades amb els següents mètodes: identificació de muons o electrons i presència d'un vèrtex secundari o de dos vèrtex secundaris.

- Hem provat que les mostres de jets de gluons que seleccionem no estan esbiaixades.

6.2 Propietats dels jets de gluons

Dependència energètica de la multiplicitat

En la figura 6.3 també es pot observar la dependència energètica de la multiplicitat reconstruïda dels jets de gluons. Com calia esperar, la multiplicitat és major quan major siga l'energia dels jets. En la gràfica 6.4 veiem l'evolució de la multiplicitat mitjana dels dos anys amb l'energia (amb Durham $y_{cut} = 0.01$).

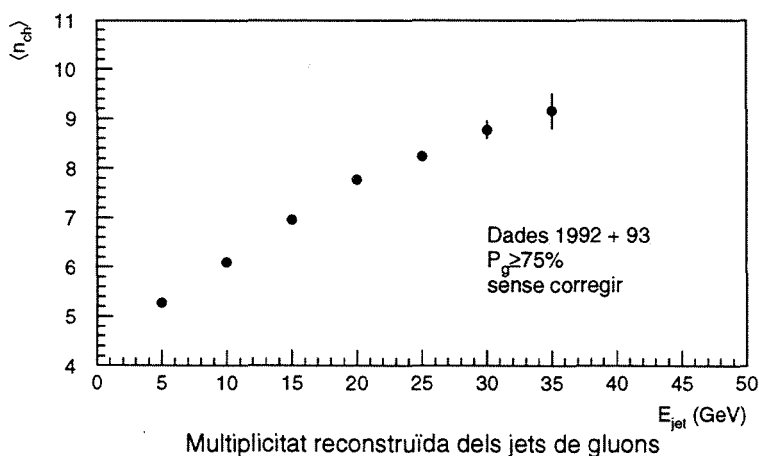


Figura 6.4: Distribució de la multiplicitat carregada reconstruïda dels jets de gluó en funció de l'energia. Dades de 1992 i 1993 combinades. Algoritme Jade $y_{cut} = 0.04$.

Correcció per efectes de detector i puresa

La tècnica de correcció de la multiplicitat dels jets de gluó pels efectes de detector i puresa s'explica en l'apèndix C i els resultats s'exposen en la secció 7.1.1.

6.2.1 Esfericitat del jet

Per a cada jet definim la següent quantitat que anomenarem *broadness* i la calculem a partir de la seua esfericitat (equació 2.23) en el sistema de referència laboratori com:

$$\beta = \ln S = \ln \left(\frac{3}{2} \frac{\sum p_{\perp}^2}{\sum p^2} \right) \quad (6.1)$$

on els sumatoris s'extenen a totes les partícules del jet i, el $p_{\perp}$ es calcula respecte a l'eix del jet.

Aquesta magnitud que l'hem utilitzada per tal de comparar les característiques dels jets reconstruïts amb diferents tipus d'algoritmes (secció 4.3.3) pot ser igualment utilitzada en l'estudi de la distribució del flux d'energia per als jets de quarks i gluons i, al mateix temps, la influència de l'energia global del jet.

En la figura 6.5 tenim representada com evoluciona el valor mitjà de l'esfericitat dels jets de gluons (seleccionats amb el mètode del doble vèrtex) front a l'energia del jet. Els jets de gluons paren més col·limats conforme augmenta l'energia del jet, com calia esperar.

6.2.2 Rapidity

Mentre que l'esfericitat està relacionada amb el flux d'energia, la distribució de la *rapidity* (equació 2.22) ens permet estudiar el flux de partícules.

En la figura 6.7 tenim representada la *rapidity* de les partícules del jet de gluó per al mètode 2vtx. Es pot observar com al augmentar l'energia del jet, les partícules resulten més colimades, ja que el valor mitjà de la distribució es desplaça cap a valors més alts. Conseqüentment, l'angle θ que forma la partícula amb el jet es fa més menut.

Rapidity de la partícula més energètica del jet

L'estudi de la distribució de la partícula més energètica del jet ens permet estimar com es distribueix el flux d'energia i de partícules del jet simultàniament. En la figura 6.8 observem com la *rapidity* de la partícula més energètica augmenta amb l'energia del jet. Açò vol dir que aquesta partícula forma un angle menor amb l'eix del jet i conseqüentment el gros de l'energia del jet resulta més confinat.

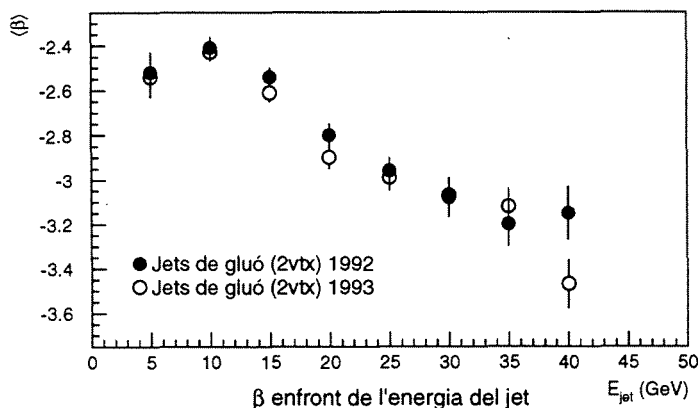


Figura 6.5: Valor mitjà de l'esfericitat dels jets de gluons front a l'energia del jet.

La distribució de β dels jets de gluons la tenim representada en la figura 6.5 on ademés podem constatar que la distribució es fa més ampla quan augmenta l'energia del jet.

6.2.3 L'efecte *String*

L'origen de l'efecte *string* ha estat discutit en la secció 2.3.4. Ací només volem presentar els valors que obtenim per al flux de partícules carregades en les regions entre qq i qg . Al mateix temps comparem el flux en les dues regions interjet per tal de comprovar que hi ha un excés de partícules en la regió qg sobre la regió qq .

Configuracions simètriques

Degut als efectes de coherència interjet [Dok91] el diagrama de radiació en els esdeveniments $q\bar{q}g$, és a dir la probabilitat d'emetre gluons addicionals en una determinada direcció, depen de la geometria global de l'esdeveniment. Per tal d'evitar efectes cinemàtics que puguin emascarar l'efecte a observar, escollim esdeveniments amb una configuració de jets simètrica. Açò vol dir: els dos jets de quark han de formar el mateix angle, que al menys un jet de quark i el jet de gluó. Aleshores exigim que els eixos dels jets projectats al pla de l'esdeveniment estiguen

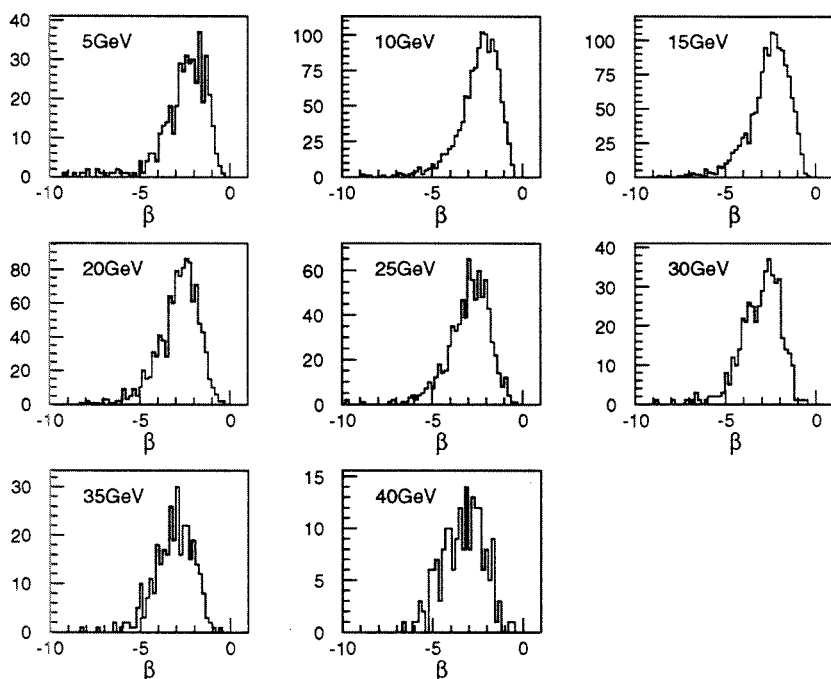


Figura 6.6: Distribució de l'esfericitat dels jets de gluons, per a diferents energies del jet.

en una de les següents configuracions:

- configuració Mercedes: $\psi_{q_1 q_2} \approx \psi_{q_1 g} \approx 120^\circ \pm 10^\circ$
- configuració Y: $\psi_{q_1 q_2} \approx \psi_{q_1 g} \approx 150^\circ \pm 10^\circ$

on q_1 , q_2 i g representen els eixos del jet de quark més energètic, segon jet de quark i jet de gluó.

Integració del flux

Un cop seleccionat un esdeveniment amb una configuració simètrica entre jets, projectem les partícules carregades al pla de l'esdeveniment i calculem l'angle que formen respecte a la direcció del jet més energètic.

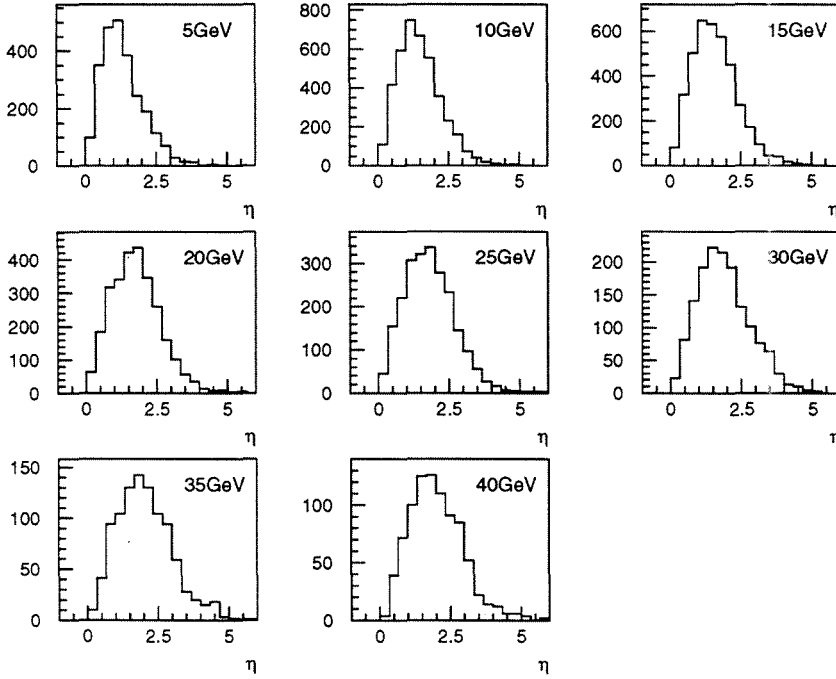


Figura 6.7: Distribució de la rapidity de les partícules dels jets de gluons, per a diferents energies del jet.

Prenem com signe de rotació positiu, aquell que ens porta del jet de quark més energètic al segon jet de quark (vegeu figura 6.9).

Finalment integrem el flux de partícules carregades en les regions Ω_{qg} i Ω_{gg} (taula 6.1) deixant un marge de 35° al voltant de l'eix del jet per tal d'asegurar-nos que estem lluny del cor del jet. Per tant definim n_{qg} com el nombre mitjà de partícules que trobem en la regió interjet quark-gluó per esdeveniment (n_{qg} regió quark-quark):

$$n_{qg} = \frac{1}{N_{evt}} \int_{\Omega_{qg}} \frac{dn}{d\psi} d\psi \quad n_{gg} = \frac{1}{N_{evt}} \int_{\Omega_{gg}} \frac{dn}{d\psi} d\psi$$

on ψ és l'angle entre la partícula i el jet més energètic, tots dos projectats a pla de l'esdeveniment. N_{evt} és el nombre d'esdeveniments seleccionats per a una configuració en particular.

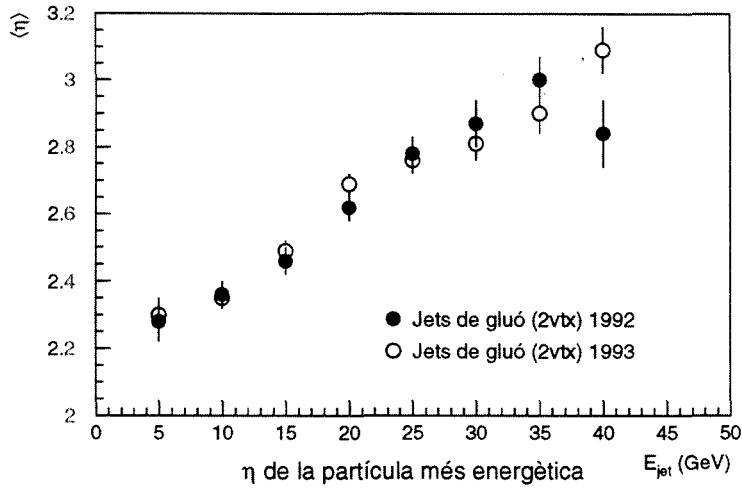


Figura 6.8: *Rapidity* de la partícula més energètica dels jets de gluons.

Taula 6.1: Definició de les regions d'integració.

configuració	Ω_{qg}	Ω_{gg}
Y	$35^\circ \rightarrow 115^\circ$	$245^\circ \rightarrow 325^\circ$
Mercedes	$35^\circ \rightarrow 85^\circ$	$275^\circ \rightarrow 325^\circ$ $155^\circ \rightarrow 205^\circ$

El quocient de fluxes en les regions qg i gg el definim simplement com:

$$R = \frac{n_{qg}}{n_{gg}}$$

En les taules 6.2 i 6.3 presentem els valors mesurats del flux de partícules en les dues regions d'interés (per a Durham 0.01 i Jade 0.04 respectivament) per als sis mètodes de classificació de jets de quarks proposats. Observem com el flux és major en la regió qg . Tant més clar, quan major és la puresa de la mostra (figura 6.10).

En les figures 6.11 i 6.12 tenim representat el flux de partícules carregades i per esdeveniment per als sis mètodes de selecció de jets de gluons

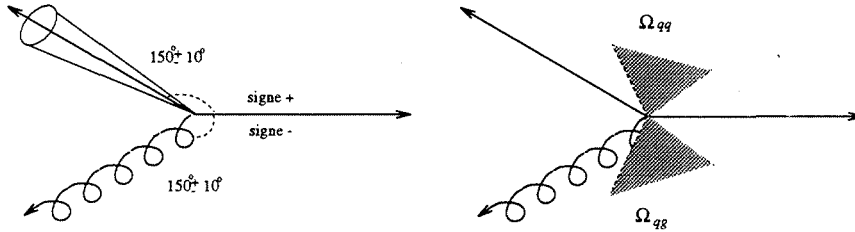


Figura 6.9: Diagrames on definim el signe positiu de rotació dels angles i les regions interjet on s'integra el flux de partícules carregades per a la configuració Y.

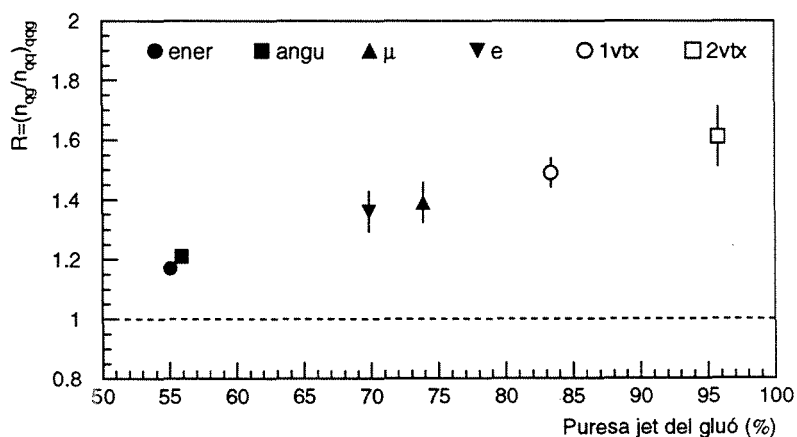
Taula 6.2: Flux de partícules en les regions qq i qg . Configuració Y.

Durham $y_{cut} = 0.01$					
mètode	$\sim P_g(\%)$	Evt.	n_{qg}	n_{qq}	R
ener.	55.1	28656	1.00 ± 0.01	1.17 ± 0.01	1.17 ± 0.01
angu.	55.9	33729	0.97 ± 0.01	1.17 ± 0.01	1.21 ± 0.01
μ	73.9	786	0.87 ± 0.03	1.21 ± 0.03	1.39 ± 0.07
e	69.9	775	0.84 ± 0.03	1.14 ± 0.06	1.36 ± 0.07
1vtx	83.4	2093	0.85 ± 0.02	1.26 ± 0.03	1.49 ± 0.05
2vtx	95.8	558	0.77 ± 0.04	1.24 ± 0.05	1.61 ± 0.10

proposats i en la configuració Y. D'una simple ullada, en tots s'observa com el flux és major en la regió qg que en la regió qq .

Taula 6.3: Flux de partícules en les regions qq i qg . Configuració Y.

Jade $y_{cut} = 0.04$					
mètode	$\sim P_g(\%)$	Evt.	n_{qq}	n_{qg}	R
ener.	54.3	26986	1.07 ± 0.01	1.23 ± 0.01	1.15 ± 0.01
angu.	55.8	33212	1.00 ± 0.01	1.26 ± 0.01	1.26 ± 0.01
μ	72.7	734	0.90 ± 0.04	1.28 ± 0.04	1.42 ± 0.09
e	67.4	731	0.85 ± 0.03	1.23 ± 0.04	1.45 ± 0.08
1vtx	83.2	1914	0.89 ± 0.02	1.34 ± 0.03	1.51 ± 0.02
2vtx	95.2	558	0.79 ± 0.04	1.27 ± 0.05	1.61 ± 0.10

**Figura 6.10:** R enfront de la puresa per a cada mètode. Jets reconstruïts amb l'algoritme Durham, $y_{cut} = 0.01$.

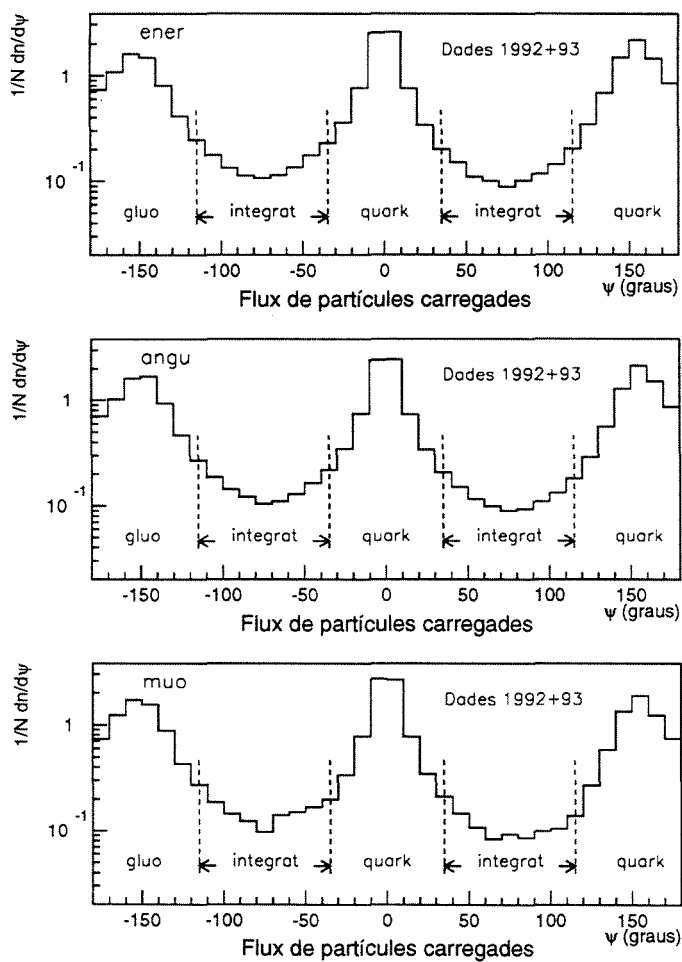


Figura 6.11: Efecte *string*: distribució del flux de partícules projectat al pla de l'esdeveniment. A 0° graus tenim el primer jet de quark, a 150° graus el segon jet de quark, i a -150° el jet del gluó.

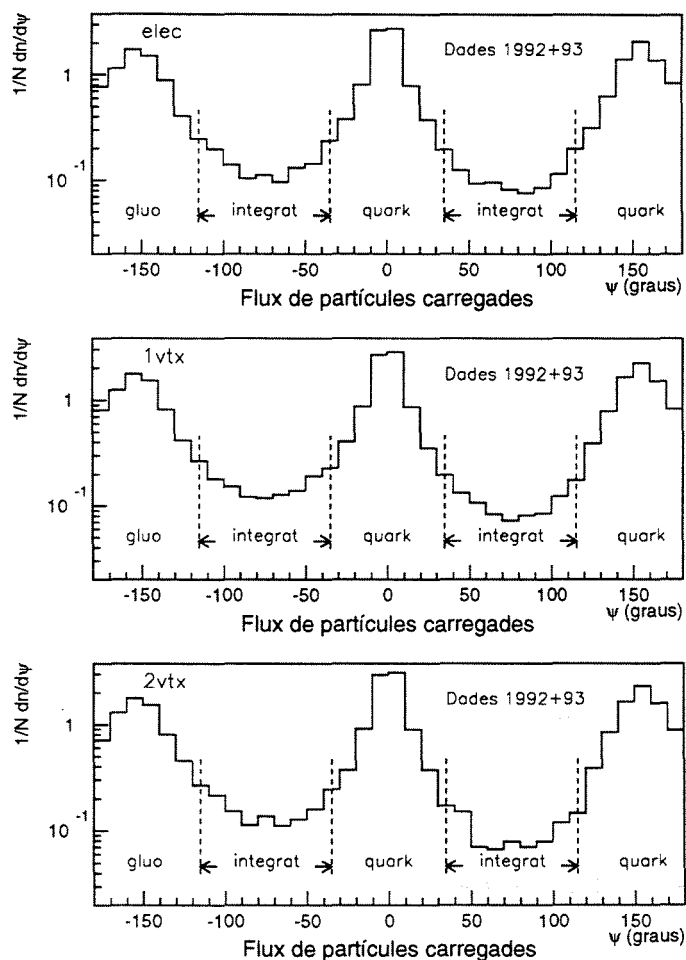


Figura 6.12: Efecte *string*: distribució del flux de partícules projectat al pla de l'esdeveniment. A 0° graus tenim el primer jet de quark, a 150° graus el segon jet de quark, i a -150° el jet del gluó.

6.3 Propietats dels jets de quark

Un cop seleccionada la mostra de jets de quark estudiarem les mateixes propietats que estudiarem per als jets de gluons: multiplicitat, esfericitat, *rapidity* de la partícula més energètica. A més a més, els esdeveniments $q\bar{q}\gamma$ ens ofereixen la possibilitat d'estudiar l'efecte *string* amb

fotons i veure com es modifica el diagrama de radiació en la part entre jets de quark.

6.3.1 La multiplicitat

En aquesta secció volem estudiar la dependència de la multiplicitat dels jets de quark amb els següents factors:

- l'algoritme de reconstrucció de jets
- el paràmetre de resolució de jets
- un possible biaix per l'aïllament del γ
- dependència amb l'energia del jet

Primerament, estudiarem les dades reconstruïdes per DELPHI. Més endavant (capítol 7), les correccions per efecte de detector i puresa seran considerades.

Dependència en l'algoritme i y_{cut}

En la figura 6.13 observem la dependència de la multiplicitat dels jets de quark, en funció de l'algoritme i del y_{cut} .

Influència de l'aïllament del fotó

Ja hem avançat en la secció 5.6.2 que el requeriment d'un aïllament mínim del fotó podia esbiaixar la multiplicitat dels jets de quark cap a valor baixos.

Per tal de fitar l'efecte, hem generat amb JETSET un total de 3.15×10^4 esdeveniments $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}\gamma$ sols a nivell de generació. Obtindrem, doncs, el màxim efecte possible, ja que els efectes de detector tenen tendència a augmentar l'aïllament per problemes en la reconstrucció. Hem estudiat en quant es redueix la multiplicitat carregada del sistema hadrònic³ en funció de l'aïllament del γ (figura 6.14).

En la figura 6.14 s'aprecia que la tendència és a reduir la multiplicitat quan augmenta l'aïllament, com calia esperar. La fita màxima de l'efecte per a un aïllament del fotó de 20° és de 0.46%.

³En definitiva, la multiplicitat conjunta dels dos jets de quark.

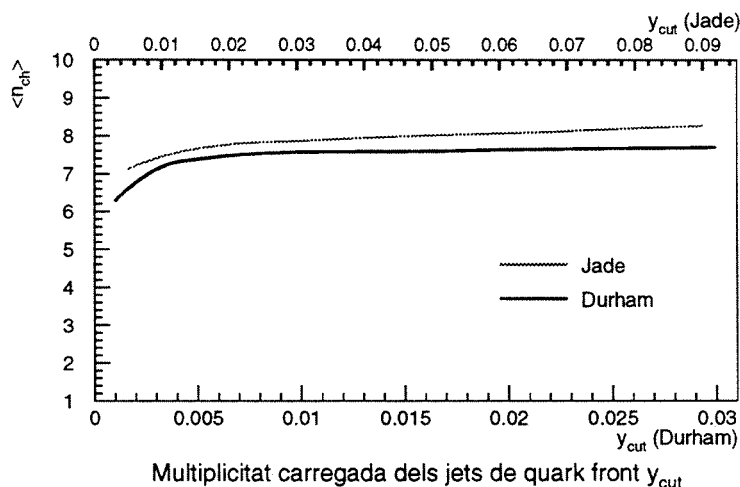


Figura 6.13: Multiplicitat dels jets de quark en funció del paràmetre de resolució de jets (y_{cut}). L'escala inferior correspon als valors estudiats per a Durham i la superior, per a Jade.

Dependència amb l'energia del jet

En la figura 6.15 tenim representada la mitjana de la multiplicitat reconstruïda per als jets de quark en funció de la seua energia. La multiplicitat té tendència a créixer en augmentar l'energia del jet.

6.3.2 Esfericitat del jet

Per a cada jet calculem la seua esfericitat en el sistema de referència laboratori segons l'equació 2.23 i d'ella calculem la **broadness**, β , (equació 6.1).

En la figura 6.16, tenim representada la distribució de β dels jets de quark, en funció de l'energia del jet. També en la figura 6.17, tenim l'evolució de l'esfericitat mitjana dels jets de quark, en funció de l'energia del jet.

Es pot concloure de nou que en augmentar l'energia del jet, el flux d'energia i partícules es concentra més al voltant de l'eix del jet.

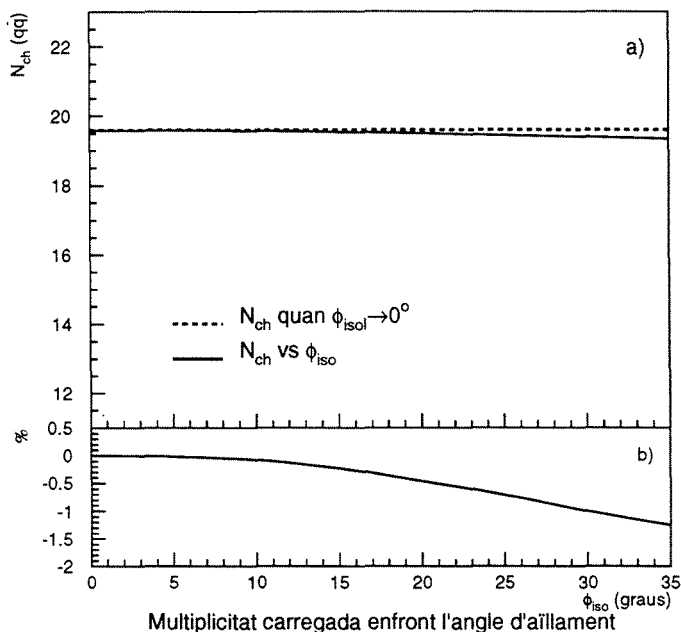


Figura 6.14: (a) Multiplicitat del sistema $q\bar{q}$ en funció de l'aïllament del fotó per als esdeveniments $Z^0 \rightarrow q\bar{q}\gamma$. (b) Percentatge de la diferència respecte a la multiplicitat quan no requerim cap aïllament ($\phi_{isol} \rightarrow 0^\circ$).

6.3.3 Rapidity

Per tal d'estudiar el flux de partícules al voltant del jet de quark, farem novament ús de la **rapidity** de cada partícula calculada respecte a l'eix del jet al qual pertany.

En la figura 6.18 tenim representada la **rapidity** de les partícules dels jets de quark. Cal destacar que en augmentar l'energia, els jets de quark resulten més col·limats, ja que la distribució es mou cap a valors de η més alts.

Rapidity de la partícula més energètica del jet

El valor mitjà de la **rapidity** de la partícula més energètica dels jets de quark es troba en la figura 6.19. Les conclusions que extraguem

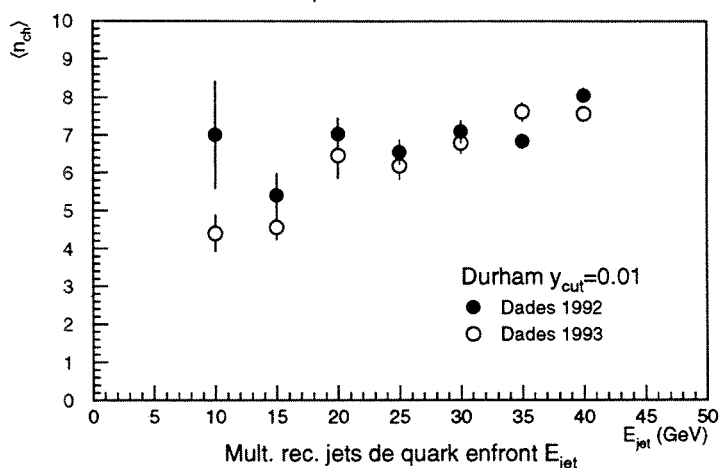


Figura 6.15: Multiplicitat carregada reconstruïda per als jets de quark, en les dades reals per als anys 1992 (a) i 1993 (b).

són les mateixes que en el cas dels gluons: en augmentar l'energia del jet, la partícula més energètica forma un angle menor amb l'eix del jet. Conseqüentment, el gros de l'energia del jet resulta més confinat.

6.3.4 Efecte *string* amb fotons

Ja hem parlat en la secció 2.3.4 de l'origen de l'efecte *string*. En la secció 6.2.3 l'hem estudiat per als esdeveniments $q\bar{q}g$. Ara volem estudiar el flux en la regió qq per als esdeveniments $q\bar{q}\gamma$. Més endavant (secció 7.4) farem la comparació del flux en la regió qq per als dos tipus d'esdeveniments citats.

Resultats experimentals de l'efecte *string* amb fotons, en podem trobar en les següents referències: [DEL94a, MCF⁺94, ALE94b, Duc93, OPA95b].

Configuracions simètriques

Reprenem ara les mateixes configuracions simètriques entre jets que introduïrem en la secció 6.2.3. La finalitat és la mateixa, evitar els efectes

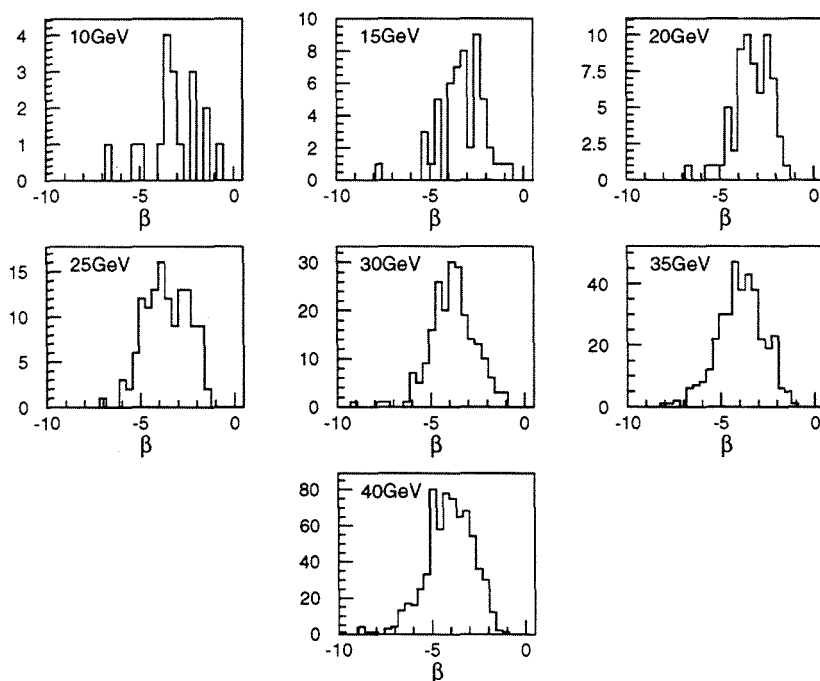


Figura 6.16: Distribucions de β dels jets de quark en funció de l'energia.

cinemàtics que puguem emmascarar l'efecte. Definim doncs, les mateixes configuracions angulars entre jets:

- configuració Mercedes: $\psi_{q_1 q_2} \approx \psi_{q_1 \gamma} \approx 120^\circ \pm 10^\circ$
- configuració Y: $\psi_{q_1 q_2} \approx \psi_{q_1 \gamma} \approx 150^\circ \pm 10^\circ$

on q_1 , q_2 i γ representen els eixos del jet de quark més energètic, segon jet de quark i jet de fotó respectivament, projectats en el pla de l'esdeveniment (vegeu figura 6.20).

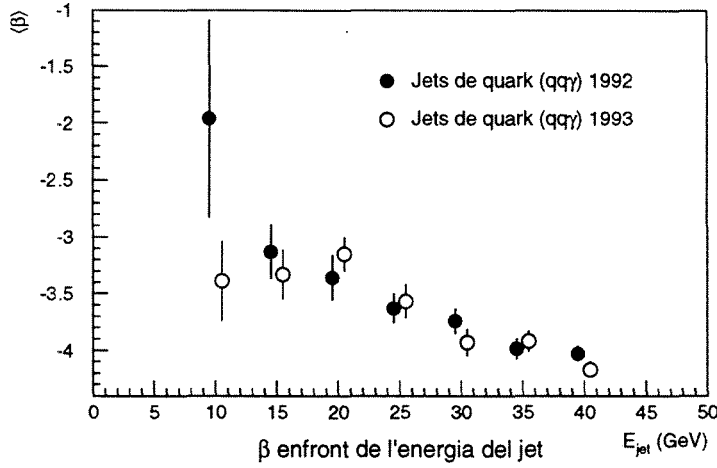


Figura 6.17: Valor mitjà de β dels jets de quark enfront de l'energia del jet.

Integració del flux

El flux de partícules en la regió qq el denotem de nou per: n_{qq} i l'obtenim integrant el flux diferencial en Ω_{qq} :

$$n_{qq} = \frac{1}{N_{evt}} \int_{\Omega_{qq}} \frac{dn}{d\psi} d\psi$$

on Ω_{qq} és la mateixa regió que la definida per a $q\bar{q}g$. N_{evt} és el nombre d'esdeveniments seleccionats per a la configuració considerada. Obviament ara només comptem amb una regió qq i és en eixa regió on integrem el flux.

En les taules 6.4 i 6.5 presentem els valors experimentals per al flux de partícules carregades amb Durham $y_{cut} = 0.01$ i Jade $y_{cut} = 0.04$ respectivament.

Malauradament, l'estadística obtinguda amb la configuració Mercedes és tan pobre (15 esdeveniments amb Durham i 17 amb Jade, de més d'un milió d'hadrònics inicialment considerats) que fa molt difícil la comparació amb els esdeveniments $q\bar{q}g$ i que es puga traure cap conclusió.

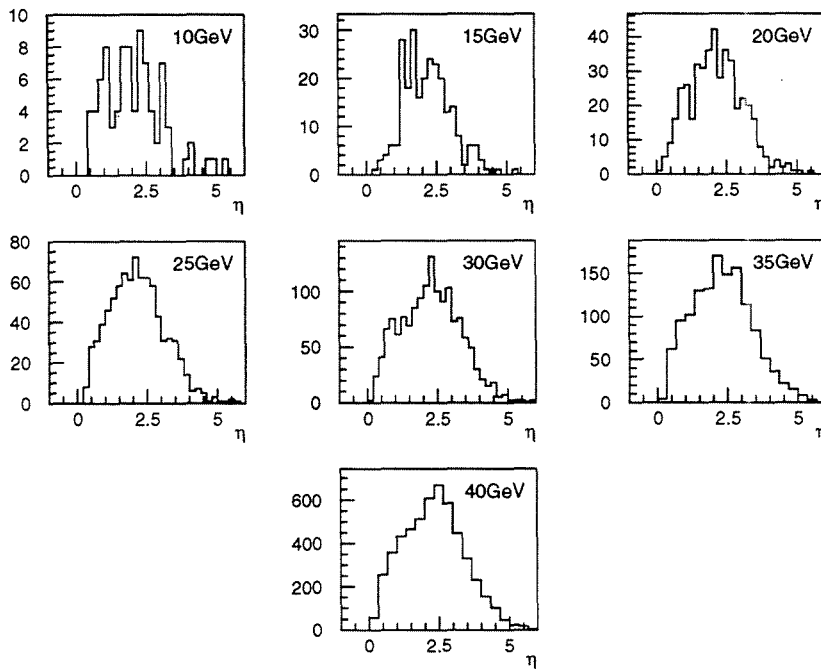


Figura 6.18: Distribució de la *rapidity* de les partícules dels jets de quark, i per a diferents energies del jet.

Taula 6.4: Resultat del *string effect* amb fotons per a Durham.

Durham $y_{cut} = 0.01$			
config.	$\sim P_\gamma$ (%)	Esdev.	n_{qq}
Mercedes	94	15	0.667 ± 0.211
Y	97	84	1.405 ± 0.129

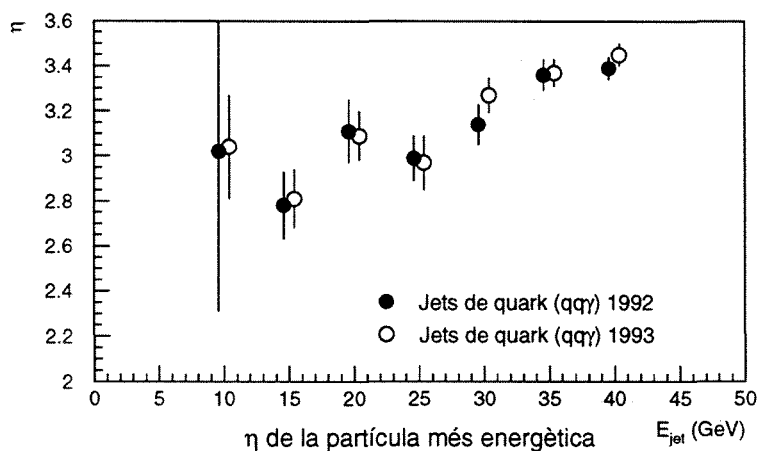


Figura 6.19: *Rapidity* de la partícula més energètica dels jets de quark. Algorisme de reconstrucció de jets emprat Durham $y_{cut} = 0.01$.

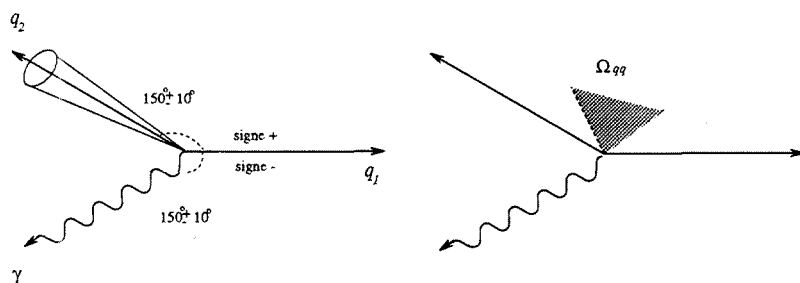
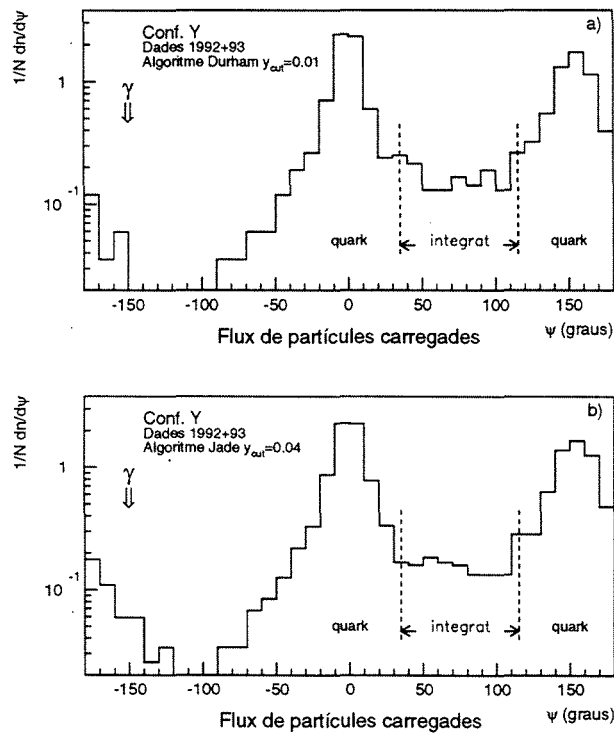


Figura 6.20: Diagrames on definim el signe positiu de rotació dels angles i la regió interjet Ω_{qq} , on integrem el flux de partícules carregades.

Taula 6.5: Resultat del *string effect* amb fotons per a Jade.

Jade $y_{cut} = 0.04$			
config.	$\sim P_\gamma$ (%)	Esdev.	$n_{q\bar{q}}$
Mercedes	95	17	1.375 ± 0.239
Y	95	118	1.364 ± 0.108

**Figura 6.21:** Flux de partícules carregades per als esdeveniments $q\bar{q}\gamma$ en les dues configuracions descrites; (a) Durham, $y_{cut} = 0.01$. (b) Jade, $y_{cut} = 0.04$

Comparació entre jets de quarks i gluons

El capítol 6 ha estat dedicat a l'estudi de les propietats dels jets de quarks i de gluons. Hem posat especial atenció en aconseguir mostres genèriques dels dos tipus de jets i hem extret les seues propietats en funció de l'energia. Però fins ara, no hem corregit els efectes del detector i la puresa de la mostra sobre els observables dels jets.

Per a l'estudi de la multiplicitat, el mètode de correcció emprat consisteix bàsicament en assumir que el valor mitjà de les distribucions de multiplicitat pot ser satisfactòriament descrit pel valor mitjà d'una distribució de probabilitat binomial negativa (NBD) [CS87].

Les altres propietats dels jets, funció de fragmentació, *rapidity* i esfericitat, també seran corregides i posteriorment comparades en funció de l'energia del jet. De particular interès serà la comparació de l'efecte *string* en esdeveniments $q\bar{q}g$ i $q\bar{q}\gamma$ amb una configuració simètrica dels jets.

Sempre que ens siga possible, compararem els nostres resultats experimentals amb les prediccions de QCD pertorbativa.

7.1 La multiplicitat

7.1.1 Ajust de les distribucions de multiplicitat dels jets de gluó: efectes de detector i puresa

La correcció de la multiplicitat dels jets de gluó pels efectes de detector i la puresa de la mostra, es du a terme segons el mètode descrit en l'apèndix C.

La distribució de multiplicitat reconstruïda, R , és el resultat de convolucionar la multiplicitat generada, G , amb la matriu del detector:

$$R^i = d_{ij} G^j$$

on d_{ij} és la probabilitat de reconstruir i partícules partint de j partícules generades. La matriu del detector és una matriu de migració, que es calcula amb la simulació de DELPHI. Normalitzant cada fila correctament aconseguim que aquesta siga independent del generador de Monte Carlo utilitzat en la simulació.

Assumim que una NBD ens descriu el valor mitjà de la distribució de multiplicitat. Aleshores prenem una distribució NBD, P , convolucionada amb la matriu de migració, obtenint R' , equivalent a la multiplicitat reconstruïda, R .

$$R'^i = d_{ij} P^j$$

Aleshores ajustem els paràmetres de la NBD (la mitjana, $\langle n \rangle$, i la dispersió, K) minimitzant la següent funció χ^2 :

$$\chi^2 = \sum_i \left(\frac{R^i - R'^i}{\varepsilon_{R^i}} \right)^2$$

Hem comprovat que una NBD descriu la mitjana de la multiplicitat carregada a nivell de generació en un 0.2%. Aplicant el mètode complet però sobre les distribucions resultants de la simulació de DELPHI, la mitjana és reproduïda en un 1%.

Ajust simultani

Amb les quatre mostres de jets de gluons obtingudes amb els quatre mètodes proposats (μ , e , 1vtx i 2vtx), ajustem simultàniament de les distribucions de multiplicitat (vegeu la figura 7.1). Cada mostra es suposa formada per una NBD pura per al gluó, P_g , més una part de contaminació, P_{ct} . La contaminació depèn del tipus específic de la mostra,

ja que com hem estudiat en la secció 6.1.1, en cada mètode de classificació la multiplicitat mitjana dels jets de quark canvia. Aquests jets de quarks mal identificats, són precisament els que contaminen la mostra de jets de gluons. Llavors:

$$P_t(\varepsilon) = p_{gt}(\varepsilon)P_g(\varepsilon) + (1 - p_{gt})P_{ct}(\varepsilon)$$

on el subíndex t indica la mostra: $t = \mu, e, 1vtx, 2vtx$. p_{gt} correspon amb la puresa de la mostra de gluons d'energia ε , classificats segons el mètode t .

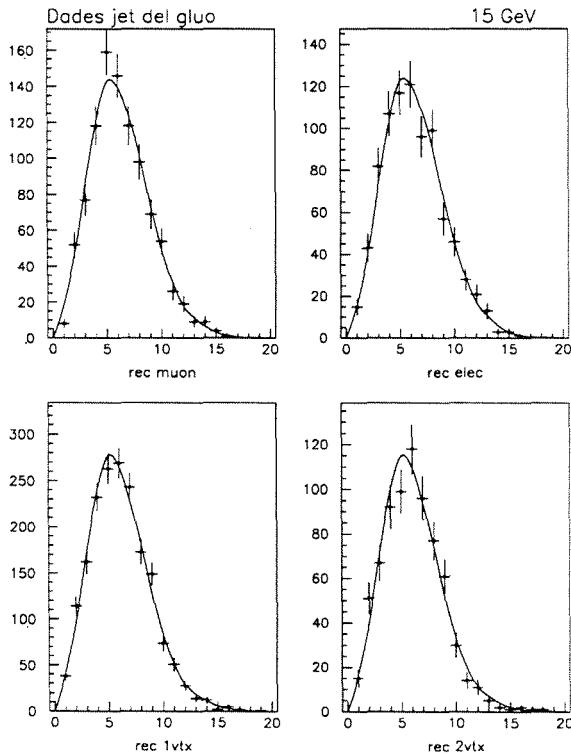


Figura 7.1: Exemple de resultat de l'ajust de les quatre distribucions simultàniament. Els punts corresponen a les multiplicitats reconstruïdes en les dades reals. En cada cas, la corba és la suma de la NBD pura dels gluons i de la contaminació, convolucionades amb la matriu de migració del detector.

En la figura 7.2 tenim representada la multiplicitat carregada mitjana dels jets de gluó corregida per efectes de detector i puresa. Hi representem les dades del 92 i 93 per a què es veja la consistència.

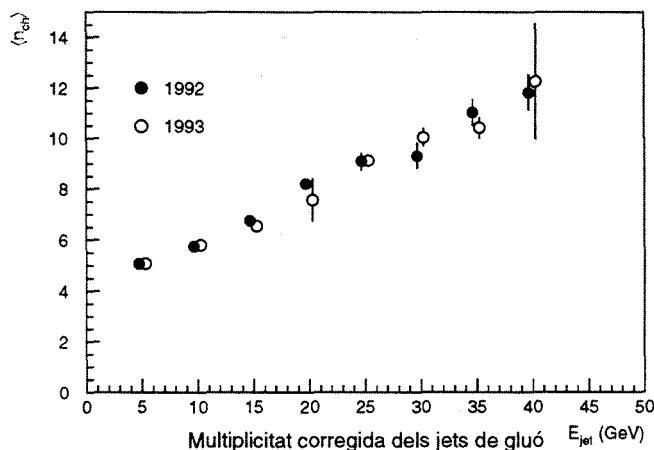


Figura 7.2: Multiplicitats corregides dels jets de gluó en funció de l'energia del jet per als anys 1992 i 1993. L'algoritme de reconstrucció de jets emprat ha estat Durham amb $y_{cut} = 0.01$.

El resultat final per a la multiplicitat carregada mitjana, $\langle n_g \rangle$, dels jets de gluons l'obtenim combinant els resultats dels anys 1992 i 1993. En la taula 7.1 tenim $\langle n_g \rangle$ i el paràmetre k_g de la NBD en funció de l'energia del jet E_{jet} . Vegeu també la figura 7.4.a.

Comparem el nostre resultat amb el publicat per la col·laboració OPAL. Amb una anàlisi similar a la nostra, definint els jets amb Durham, però sols per a jets de gluó de 24 GeV: $\langle n_g \rangle = 9.10 \pm 0.11$ [OPA95a].

Comparació dels resultats amb Jade i Durham

Hem analitzat les dades amb dos procediments idèntics, canviant únicament la definició dels jets. En el primer ha estat Durham $y_{cut} = 0.01$ i en el segon Jade $y_{cut} = 0.04$.

En la taula 7.1 trobem llistats els paràmetres de la NBD, que millor ajusten la multiplicitat dels jets de gluons amb l'algoritme Jade (figura

Taula 7.1: Multiplicitat carregada corregida dels jets de gluons obtinguts amb l'algoritme Durham $y_{cut} = 0.01$ i Jade $y_{cut} = 0.04$.

E_{jet} (GeV)	Durham $y_{cut} = 0.01$		Jade $y_{cut} = 0.04$	
	$\langle n_g \rangle$	k_g	$\langle n_g \rangle$	k_g
10	5.78 ± 0.06	24.1 ± 6.1	7.04 ± 0.10	9.8 ± 1.2
15	6.64 ± 0.09	15.0 ± 1.7	7.95 ± 0.14	9.3 ± 1.1
20	8.18 ± 0.17	9.6 ± 1.4	9.35 ± 0.18	6.2 ± 0.6
25	9.13 ± 0.14	8.9 ± 1.0	10.16 ± 0.43	6.5 ± 1.4
30	9.83 ± 0.30	6.0 ± 0.7	11.18 ± 0.47	3.7 ± 0.9
35	10.67 ± 0.33	12.4 ± 6.9	11.27 ± 0.74	6.6 ± 1.2
40	11.86 ± 0.68	3.8 ± 2.3	12.61 ± 1.32	12.2 ± 10.5

7.5). Cal destacar que la multiplicitat per a un i altre algoritme no és igual, ja que per a Jade és sistemàticament major.

La raó pot trobar-se en les propietats de l'associació de partícules a jets, discutida en la secció 4.2 i en la referència [CUB93]. Sabem que l'algoritme Jade associa amb més facilitat a un jet, partícules de baixa energia que s'emeten a gran angle.

7.1.2 Ajust de les distribucions de multiplicitat dels jets de quark: efectes de detector i puresa

La correcció de la multiplicitat dels jets de quark per als efectes de detector i puresa de la mostra, es corregeix segons el mètode descrit en l'apèndix C.

El resultat de l'ajust per a les dades dels anys 1992 i del 1993, el tenim representat en la figura 7.3. El resultat combinat per a la multiplicitat carregada mitjana dels jets de quark i del paràmetre k_g en funció de l'energia del jet, el podem trobar en la taula 7.2 i en la figura 7.4.a.

Taula 7.2: Multiplicitat carregada corregida dels jets de quark obtinguts amb l'algoritme Durham i $y_{cut} = 0.01$ i Jade $y_{cut} = 0.04$.

E_{jet}	Durham $y_{cut} = 0.01$		Jade $y_{cut} = 0.04$	
(GeV)	$\langle n_q \rangle$	k_g	$\langle n_q \rangle$	k_g
10	5.43 ± 0.90	30.0 ± 21.2	5.44 ± 0.85	15.3 ± 6.9
15	5.54 ± 0.43	13.8 ± 6.5	6.73 ± 0.81	5.3 ± 3.5
20	7.52 ± 0.36	14.1 ± 7.7	7.46 ± 0.53	23.0 ± 12.6
25	7.38 ± 0.33	14.6 ± 6.3	7.50 ± 0.33	12.8 ± 8.4
30	7.89 ± 0.35	12.7 ± 5.4	8.19 ± 0.19	10.2 ± 2.8
35	8.24 ± 0.17	12.9 ± 4.2	8.20 ± 0.23	9.1 ± 1.7
40	8.61 ± 0.20	14.9 ± 2.5	8.41 ± 0.16	16.3 ± 1.5

Fixem-nos de nou en el resultat d'OPAL [OPA95a] per als jets de quark de 24 GeV: $\langle n_q \rangle = 7.27 \pm 0.11$. En perfecte acord amb el nostre resultat per a jets de quark de 25 GeV.

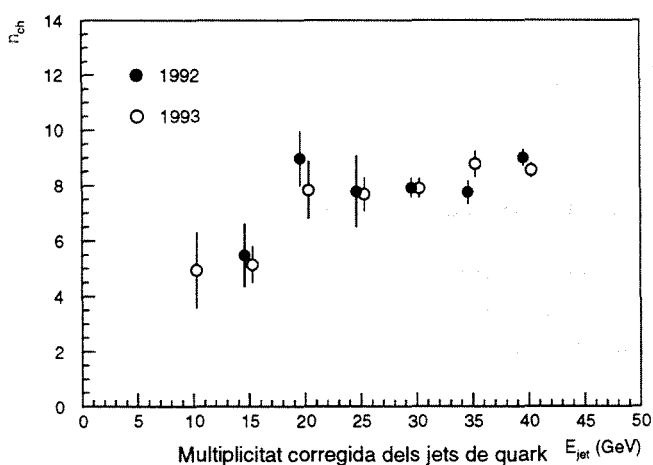


Figura 7.3: Multiplicitats corregides dels jets de quark en funció de l'energia del jet per als anys 1992 i 1993.

Comparació dels resultats amb Jade i Durham

Si per als gluons trobàvem una diferència substancial d'un algoritme a l'altre, per als quarks no hi ha una diferència patent. La causa la trobem

Taula 7.3: Quocient de multiplicitat carregada dels jets de gluó i quark, en funció de l'energia del jet i de l'algorisme de reconstrucció de jets aplicat.

E_{jet}	Durham $y_{cut} = 0.01$	Jade $y_{cut} = 0.04$
(GeV)	$r = \langle n_g \rangle / \langle n_q \rangle$	$r = \langle n_g \rangle / \langle n_q \rangle$
10	1.06 ± 0.18	1.29 ± 0.20
15	1.20 ± 0.12	1.18 ± 0.14
20	1.09 ± 0.06	1.25 ± 0.09
25	1.24 ± 0.06	1.35 ± 0.08
30	1.25 ± 0.07	1.36 ± 0.07
35	1.30 ± 0.05	1.38 ± 0.10
40	1.38 ± 0.09	1.50 ± 0.16

de nou en la diferent fragmentació dels quarks i gluons i, el tractament que donen els algorismes a les partícules poc energètiques emeses a gran angle.

7.2 Quocient de multiplicitats

Un cop hem obtingut la multiplicitat dels jets de quark i gluó podem estudiar el seu quocient en funció de l'energia. Aleshores definim el quocient de multiplicitats, r , com:

$$r = \frac{\langle n_g \rangle}{\langle n_q \rangle}$$

En la taula 7.3 i en la figura 7.4.b presentem el resultat del quocient de multiplicitats, r , en funció de l'energia d'aquests.

El valor mitjà per a cada un dels algorismes és:

- Durham: $\langle r \rangle = 1.232 \pm 0.026(\text{esta.}) \pm 0.018(\text{sist})$
- Jade: $\langle r \rangle = 1.347 \pm 0.032(\text{esta.}) \pm 0.020(\text{sist})$

on l'error sistemàtic inclou la incertesa en la puresa de les mostres, per l'estadística finita de la simulació, més l'error en l'estimació de la mitjana per una NBD.

Dependència energètica

Veiem com aquest quocient varia des de $r(15\text{GeV}) = 1.20 \pm 0.12$ fins $r(40\text{GeV}) = 1.38 \pm 0.09$. Aquesta variació ens dona a entendre que existeix una dependència del quocient de multiplicitats amb l'energia dels jets. Si observem la figura 7.4, les corbes superposades corresponen a la predicció del generador JETSET a nivell de partons i d'hadrons. Aquestes dues línies mostren una clara dependència del quocient de multiplicitats amb l'energia. Advertim que, si bé el valor absolut del quocient no el prediu de forma exacta, sí el seu pendent. La mateixa que pareixen seguir els nostres punts experimentals.

Per tal d'evidenciar la dependència energètica del quocient de multiplicitats, r , ajustem els nostres punts experimentals a una recta. Aleshores comprovem si el pendent de la recta és incompatible amb pendent nul, és a dir que r siga constant. Els paràmetres de la recta que ajustem són els següents:

$$r = \frac{\Delta r}{\Delta E} E + r_0$$

Ajust lineal per a Durham

El resultat de l'ajust sobre els resultats amb l'algoritme Durham:

- pendent:

$$\frac{\Delta r}{\Delta E} = (105 \pm 34(\text{esta.})) \cdot 10^{-4} \text{GeV}^{-1}$$

- ordenada en l'origen:

$$r_0 = 0.94 \pm 0.07$$

- χ^2 / nombre de graus de llibertat:

$$\chi^2/n.d.f. = 2.42/5$$

L'error en el pendent ens indica que estem a 3.1σ de pendent nul, la qual cosa significa que observem una dependència del quocient de multiplicitats amb l'energia amb un nivell de confiança del $\sim 99\%$. Aquesta és la primera vegada que s'observa aquest tipus de dependència amb l'energia. Aquest estudi ha estat publicat per la col·laboració DELPHI en [DEL95a].

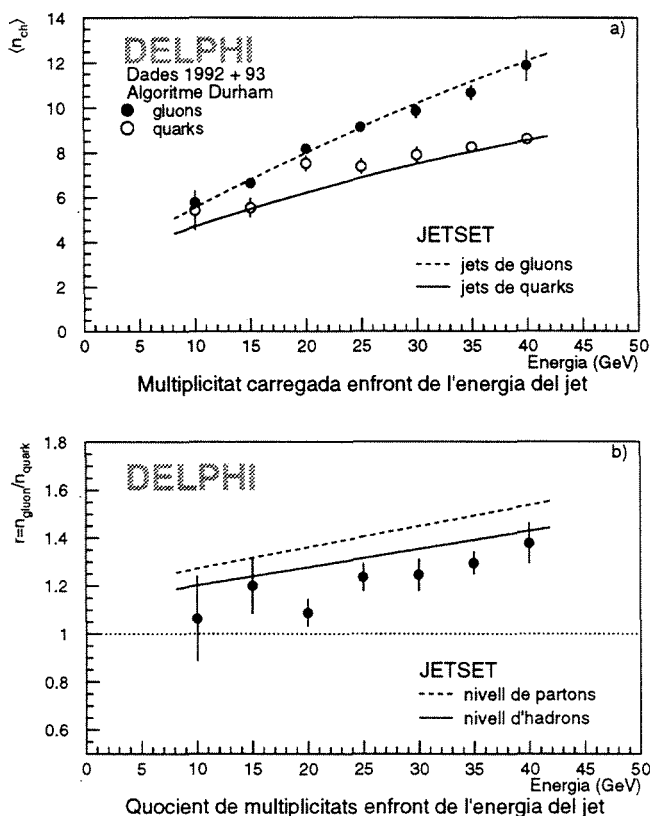


Figura 7.4: Resultats amb l'algoritme Durham. Figura a) multiplicitat carregada dels jets de quark i gluó en funció de l'energia del jet. Superposem les prediccions del generador de JETSET. Figura b) quocient de multiplicitats entre jets de gluó i quark en funció de l'energia. S'observa com aquest quocient creix amb l'energia del jet.

Ajust lineal per a Jade

El resultat de l'ajust sobre els resultats amb l'algoritme Jade:

- pendent:

$$\frac{\Delta r}{\Delta E} = (86 \pm 53(\text{esta.})) \cdot 10^{-4} \text{GeV}^{-1}$$

- ordenada en l'origen:

$$r_0 = 1.11 \pm 0.15$$

- χ^2 / nombre de graus de llibertat:

$$\chi^2/n.d.f. = 0.81/5$$

L'error en el pendent ens indica que estem a 1.6σ de pendent nul.

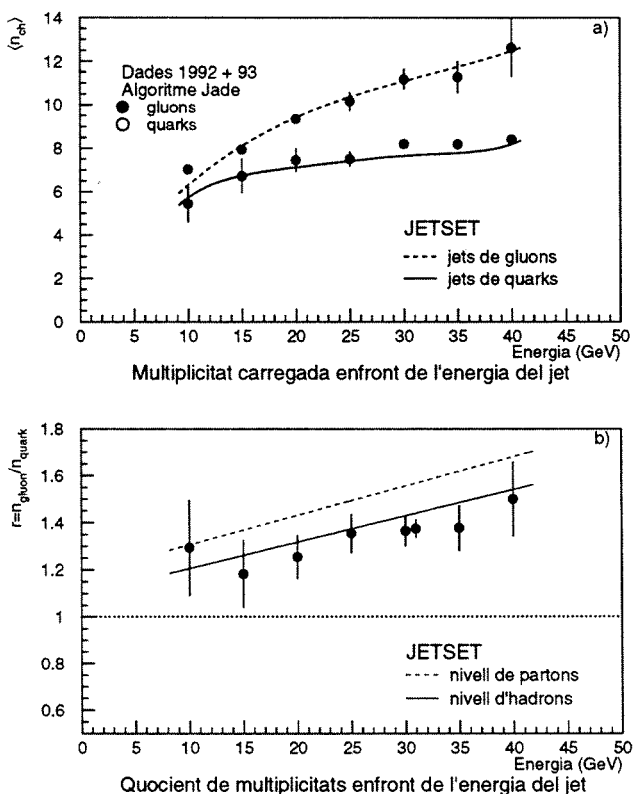


Figura 7.5: Resultats amb l'algoritme Jade. Figura a) multiplicitat carregada dels jets de quark i gluó en funció de l'energia del jet. Superposem les prediccions del generador de JETSET. Figura b) quocient de multiplicitats entre jets de gluó i quark en funció de l'energia.

Prediccions de JETSET

Si repetim l'ajust a una recta del quocient de multiplicitats, però de la predicció a NLA del generador JETSET a nivell de partons (vegeu la

figura 7.4), obtenim un pendent de:

$$\frac{\Delta r}{\Delta E} = (90 \pm 3) \cdot 10^{-4} \text{GeV}^{-1}$$

i a nivell d'hadrons:

$$\frac{\Delta r}{\Delta E} = (76 \pm 2) \cdot 10^{-4} \text{GeV}^{-1}$$

lleugerament modificat per causa dels efectes de l'hadronització, que són menors conforme augmenta l'energia.

En la figura 7.4.b, es pot apreciar com l'hadronització redueix el quocient, però no emmascara la dependència energètica del quocient de multiplicitats. Aleshores, si els càlculs de QCD pertorbativa no ens donen amb exactitud el valor absolut de r , sí ens descriuen bé la seua dependència amb l'energia. El nostre resultat és compatible amb la predicció de QCD pertorbativa.

El diferent pendent que dona JETSET a nivell de partons i hadrons es deu fonamentalment al valor del paràmetre Q_0 de JETSET. Aquest Q_0 ens permet seleccionar l'energia a la qual s'atura la pluja de partons. El valor típic de $Q_0 \sim 1 \text{GeV}$ [DEL95d]. La variació del Q_0 ens fa variar l'ordenada en l'origen r_0 en una major proporció que ho fa el pendent $\Delta r/\Delta E$ (vegeu la figura 7.6).

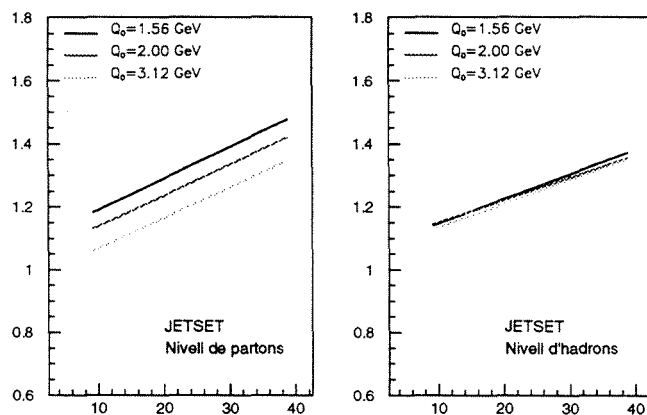


Figura 7.6: Figura a) Quocient de multiplicitat entre jets de gluó i quark a nivell de partons. En variar el paràmetre Q_0 de JETSET, canvia l'ordenada en l'origen però no el pendent. Figura b) Idem però a nivell d'hadrons. Els efectes de variar Q_0 són molt més limitats.

Inclusió d'altres anàlisis de DELPHI

En l'article publicat per DELPHI on es presenten aquests resultats [DEL95a], hom presenta els resultats d'altres anàlisis fetes per diferents grups de DELPHI i que complementen aquest estudi.

El grup de Wuppertal ha realitzat una anàlisi similar però limitada a una configuració geomètrica dels angles entres els jets [Kla95]. En concret, es limita a les configuracions Mercedes i Y que nosaltres hem utilitzat en l'estudi de l'efecte *string* (secció 6.2.3). Els resultats que obtenen per a cada una de les configuracions (i per tant energia dels jets) són:

$$r(24\text{GeV})_{sim} = 1.244 \pm 0.029$$

$$r(30\text{GeV})_{sim} = 1.278 \pm 0.045$$

on hem sumat quadràticament els errors estadístic i sistemàtic.

Una altra anàlisi completada per un grup de Protvino-Torino obté també el quocient de multiplicitats per als esdeveniments dels tipus configuració Mercedes, utilitzant un mètode basat en correlacions estadístiques descrit en [BCGG95]. El resultat obtingut és:

$$r(30\text{GeV})_{cor} = 1.300 \pm 0.057$$

Aleshores, si realitzem de nou un ajust del quocient de multiplicitats a una recta utilitzant aquests resultats, conjuntament amb els nostres, obtenim un pendent:

$$\frac{\Delta r}{\Delta E} = (86 \pm 26(\text{esta.})) \cdot 10^{-4} \text{GeV}^{-1}$$

el qual ens situa a 3.3σ de pendent nul. El $\chi^2/n.d.f$ d'aquest ajust és 0.9. Es confirma, doncs, la dependència energètica del quocient de multiplicitats amb l'energia dels jets.

Contràriament, si ajustem a una recta horitzontal, pressuposant un pendent nul, obtenim:

$$\langle r \rangle = 1.27 \pm 0.01(\text{esta.}) \pm 0.02(\text{sist.})$$

amb $\chi^2/n.d.f = 2.6$.

Inclusió d'altres anàlisis de LEP

Altres col·laboracions de LEP han publicat els seus estudis sobre el quocient de multiplicitat carregada dels jets de quark i gluó [OPA95a, ALE95a]. Aquests estan basats exclusivament en les propietats dels esdeveniments amb una configuració simètrica dels jets, concretament la configuració Y. Els resultats que presenten són:

$$r(24\text{GeV})_{OPAL} = 1.251 \pm 0.038$$

$$r(24\text{GeV})_{ALEPH} = 1.218 \pm 0.031$$

on hem sumat quadràticament els errors sistemàtic i estadístic¹.

Si incloem els resultats d'OPAL i ALEPH, els dels grups de Wuppertal, Protvino-Torino i els nostres, i realitzem l'ajust del quocient de multiplicitats a una recta, obtenim el valor del pendent:

$$\frac{\Delta r}{\Delta E} = (81 \pm 21(\text{esta.})) \cdot 10^{-4} \text{GeV}^{-1}$$

el qual ens porta ja fins a un nivell de significació de 3.9σ respecte al pendent nul.

7.3 Variables topològiques

Ara corregirem els efectes de detector i puresa sobre les variables topològiques dels jets, tals com la **rapidity** de la partícula més energètica i de l'esfericitat (secció 2.5). Aquesta correcció, l'hem duta a terme amb un mètode de correcció canal a canal.

Aplicarem el mateix mètode de correcció per a les dues varibales esmentades. Per tant, utilitzarem un mètode de correcció general aplicable, en principi, a qualsevol observable dels jets.

Efectes de detector

Els efectes de detector els inclourem com un factor de correcció calculable a partir de la simulació del detector DELPHI. El factor de correcció és

¹Per a la col·laboració ALEPH hem calculat nosaltres mateixos el quocient $r = \langle n_g \rangle / \langle n_q \rangle$ i el seu error, perquè ells ho presenten de la forma $\langle n_g - 1 \rangle / \langle n_q - 1 \rangle = 1.246 \pm 0.031$ [ALE95a].

estimat comparant els valors esperats de l'observable X , a nivell de generació (JETSET) i reconstrucció (DELSIM).

$$f = \frac{\langle X \rangle_{rec}}{\langle X \rangle_{sim}}$$

Aquests factors els calculem separatament per als jets de gluó i quark i per a cada variable, X , utilitzada.

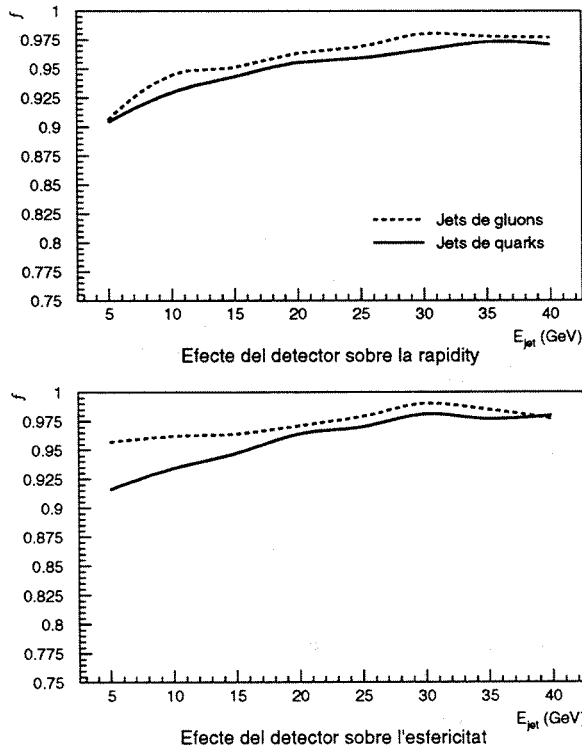


Figura 7.7: Figura a) efectes del detector sobre la *rapidity* de la partícula més energètica del jet. Figura b) Ídem sobre l'esfericitat dels jets.

Puresa

La puresa de cada mostra analitzada serà sempre la resultant de fer la mateixa selecció sobre esdeveniments de Monte Carlo generats amb JETSET més la simulació completa del detector DELPHI.

Mostra de jets de gluons

Dels mètodes explicats en la secció 5.5, utilitzarem només la mostra obtinguda amb el mètode 2vtx, ja que aquesta és la de major puresa. Per tant, les correccions són menors. Conseqüentment, els resultats que ens proporcione seran menys dependents del model de fragmentació.

Correcció per als jets de quark

Siga Q_E el valor mitjà a nivell de generació d'un observable X dels jets de quark d'energia E . q_E , el valor mitjà a nivell de reconstrucció del mateix observable. La relació entre Q_E i q_E ve donada pels efectes de detector sobre els jets de quark d'eixa energia, f_{qE} :

$$q_E = Q_E \times f_{qE}$$

Quan la mostra no és pura, aquesta expressió es complica un poc. Siga, doncs, P_{qE} la puresa dels jets de quark d'energia E . La contaminació de la mostra està formada fonamentalment per jets de quark de 45 GeV. Llavors, podem expressar q_E com:

$$q_E = P_{qE} Q_E f_{qE} + (1 - P_{qE}) Q_{q45} f_{q45}$$

i podem aïllar el valor vertader:

$$Q_E = \frac{q_E - (1 - P_{qE}) Q_{q45} f_{q45}}{P_{qE} f_{qE}}$$

Tenim encara dues incògnites, Q_E i Q_{q45} . Per tal de poder resoldre l'equació, extraem q_{45} de les dades reals. En concret, dels esdeveniments on sols tenim dos jets (els dos jets de quark). Aleshores, l'única incògnita és Q_E .

Correcció per als jets de gluó

De la mateixa manera, definim g_E com el valor mitjà a nivell de reconstrucció de l'observable X dels jets de gluó. Prenem G_E com el valor mitjà a nivell de generació, i P_{gE} , la puresa dels jets de gluons a l'energia considerada. Finalment, siga f_{gE} el factor de correcció pels efectes de detector. Aleshores, si abans hem corregit la distribució dels quarks, ara coneixem Q_E , i disposem d'una equació amb una sola incògnita, G_E :

$$g_E = P_{gE} G_E f_{gE} + (1 - P_{gE}) Q_E f_{qE}$$

Si aïllem G_E tenim que:

$$G_E = \frac{g_E - (1 - P_{gE})Q_E f_{qE}}{P_{gE} f_{gE}}$$

7.3.1 Rapidity

Aplicant les fórmules detallades en la secció anterior, corregim el valor mitjà de la **rapidity** de la partícula més energètica dels jets de quark i gluó, en funció de l'energia del jet. Els resultats els detallem en la taula 7.4 i els presentem en la figura 7.8.a.

Taula 7.4: Taula comparativa entre la **rapidity** de la partícula més energètica dels jets de quark i gluó (Durham $y_{cut} = 0.01$).

$E_{jet}(\text{GeV})$	η_q	η_g	$(\eta_q - \eta_g)/\eta_q$
10	3.21 ± 0.29	2.46 ± 0.04	0.23 ± 0.07
15	2.90 ± 0.15	2.60 ± 0.04	0.10 ± 0.05
20	3.22 ± 0.13	2.71 ± 0.04	0.16 ± 0.04
25	3.08 ± 0.10	2.84 ± 0.05	0.08 ± 0.03
30	3.29 ± 0.08	2.85 ± 0.07	0.13 ± 0.03
35	3.46 ± 0.07	2.94 ± 0.08	0.15 ± 0.03
40	3.52 ± 0.06	3.06 ± 0.10	0.13 ± 0.03

7.3.2 Esfericitat

L'esfericitat dels jets de quark i gluó ha estat corregida utilitzant el mateix plantejament. Les dades utilitzades són les mateixes que en el cas de la **rapidity**. Els valors corregits els presentem en la taula 7.5 i en la figura 7.9

En tot cas, l'efecte del detector consisteix a fer que els jets pareguen més esfèrics del que en realitat són.

7.3.3 Forma del jet

L'estudi de les variables topològiques descrites demostra que els jets de quark tenen el flux d'energia més col·limat i no són tan esfèrics com els jets de gluó.

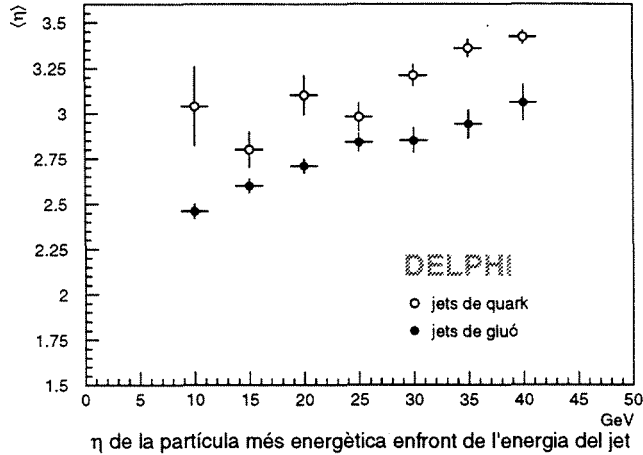


Figura 7.8: Comparació de la *rapidity* de la partícula més energètica dels jets de quark i gluó, en funció de l'energia del jet.

7.4 L'efecte *String*

En la secció 2.3.4 de la introducció teòrica, hem parlat de l'interès que té per l'estudi dels fenòmens de coherència interjet l'efecte *string*. En eixa mateixa secció, hem parametritzat l'asimetria de població en la regió entre jets de quark, qq , per als dos tipus d'esdeveniments: $q\bar{q}g$ i $q\bar{q}\gamma$, en funció del nombre de colors, n_c .

Per al cas de la configuració Y (secció 6.2.3) hem calculat la predicció de QCD pertorbativa. Aquesta asimetria de població val:

$$R_{QCD,150} = \frac{N_{qq}(q\bar{q}g)}{N_{qq}(q\bar{q}\gamma)} \approx \frac{0.65n_c^2 - 1}{n_c^2 - 1} \approx 0.60$$

amb $n_c = 3$.

En les seccions 6.2.3 ($q\bar{q}g$) i 6.3.4 ($q\bar{q}\gamma$) hem estudiat el flux de partícules carregades en les regions interjet quark-quark per a la configuració Y. Malauradament, no podem estudiar la configuració Mercedes ja que només tenim 15 esdeveniments $q\bar{q}\gamma$ en eixa configuració.

Taula 7.5: Taula comparativa del logaritme neperià de l'esfericitat dels jets de quark i gluó (Durham $y_{cut} = 0.01$).

$E_{jet}(\text{GeV})$	β_q	β_g	$(\beta_q - \beta_g)/\beta_q$
10	-3.16 ± 0.35	-2.51 ± 0.06	0.21 ± 0.09
15	-3.13 ± 0.24	-2.67 ± 0.05	0.15 ± 0.07
20	-3.26 ± 0.20	-2.93 ± 0.06	0.10 ± 0.06
25	-3.60 ± 0.15	-2.99 ± 0.08	0.17 ± 0.04
30	-3.83 ± 0.11	-3.02 ± 0.12	0.21 ± 0.04
35	-3.96 ± 0.09	-3.05 ± 0.14	0.23 ± 0.04
40	-4.09 ± 0.07	-3.30 ± 0.18	0.19 ± 0.05

7.4.1 Configuració Y

Utilitzant l'algoritme Durham amb $y_{cut} = 0.01$, hem seleccionat 558 esdeveniments $q\bar{q}g$ (2vtx) i 84 $q\bar{q}\gamma$, en la configuració Y. L'asimetria de població en la regió qq dels dos tipus d'esdeveniments val:

$$R_{D,2vtx,150} = \frac{N_{qq}(q\bar{q}g)}{N_{qq}(q\bar{q}\gamma)} = 0.551 \pm 0.057$$

Utilitzant l'algoritme Jade amb $y_{cut} = 0.04$, hem seleccionat 514 esdeveniments $q\bar{q}g$ (2vtx) i 118 $q\bar{q}\gamma$ en aquesta mateixa configuració. Aleshores, l'asimetria de població en la regió qq val:

$$R_{J,2vtx,150} = \frac{N_{qq}(q\bar{q}g)}{N_{qq}(q\bar{q}\gamma)} = 0.576 \pm 0.054$$

Combinació dels resultats per a Durham i Jade

Aquests resultats no estan encara corregits pels efectes del detector o puresa de la mostra. Però si els combinem, obtenim que:

$$R_{2vtx,150} = \frac{N_{qq}(q\bar{q}g)}{N_{qq}(q\bar{q}\gamma)} = 0.564 \pm 0.055(\text{stat}) \pm 0.010(\text{algo.})$$

De totes formes, si bé la correcció per efectes del detector sobre el flux de partícules és relativament gran (aproximadament el 6%), la correcció global sobre el quocient és menor (3 %), ja que hi ha una cancel·lació parcial de les correccions que afecten el numerador i denominador. Aquest

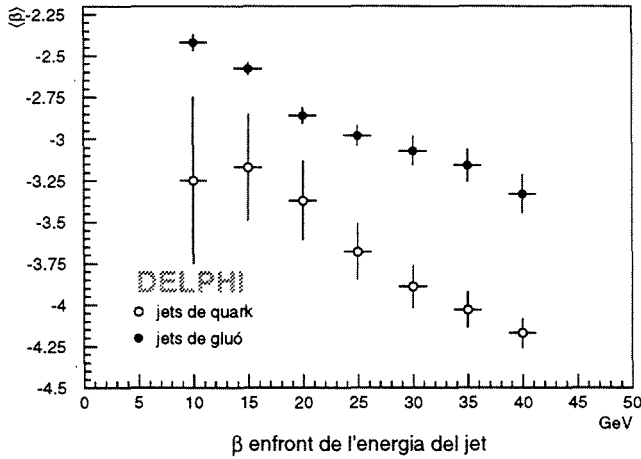


Figura 7.9: La funció β corregida pels efectes de detector i puresa, enfront de l'energia dels jets.

factor romanent és degut a la diferent puresa de les mostres dels dos tipus d'esdeveniments; $q\bar{q}g$ i $q\bar{q}\gamma$. Corregint tots els efectes citats, obtenim:

$$R_{2\text{viz},150} = \frac{N_{q\bar{q}}(q\bar{q}g)}{N_{q\bar{q}}(q\bar{q}\gamma)} = 0.581 \pm 0.055(\text{stat.}) \pm 0.010(\text{algo.}) \pm 0.018(\text{MC})$$

on l'error sistemàtic, degut al Monte Carlo, ve principalment de la propagació de l'error en la puresa de la mostra dels efectes del detector.

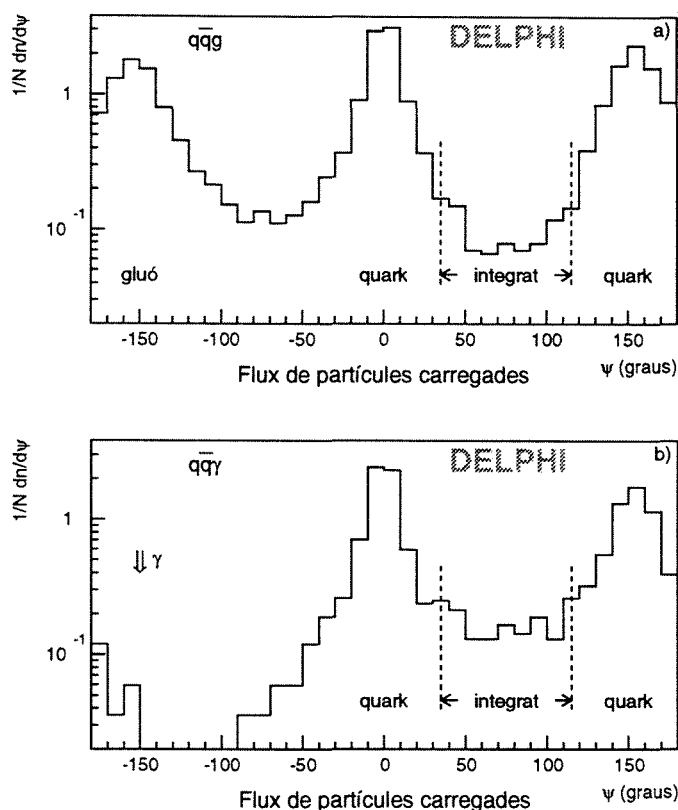


Figura 7.10: Comparació del flux de partícules carregades en esdeveniments $q\bar{q}g$ (figura a) $q\bar{q}\gamma$ (figura b).

Inclusió dels altres mètodes d'identificació dels jets de gluó.

Si estudiem l'asimetria de població amb els altres mètodes d'identificació dels jets de gluó, obtenim:

$$R_{D,lepto,150} = \frac{N_{qq}(q\bar{q}g)}{N_{qq}(q\bar{q}\gamma)} = 0.683 \pm 0.065$$

$$R_{D,vtz,150} = \frac{N_{qq}(q\bar{q}g)}{N_{qq}(q\bar{q}\gamma)} = 0.606 \pm 0.057$$

On *lepto* és utilitzat per al resultat combinat d'electrons i muons. Aquests resultats no tenen cap correcció. S'observa com :

$$R_{D,2vtx,150} < R_{D,1vtx,150} < R_{D,lepto,150}$$

quedant demostrat que l'efecte s'accentua en augmentar la puresa dels jets de gluó.

La correcció en el flux de partícules és de l'ordre del 10% (1vtx) i 19% (leptònic).

La combinació de tots els resultats corregits per a R sona atractiva, però l'error estadístic a penes es redueix, degut al fet que està dominat pel de la mostra $q\bar{q}\gamma$, i aquesta és comuna per a tots els casos. A més, els grans factors de correcció que hem d'aplicar a les mostres seleccionades amb leptons i 1vtx, farien perdre credibilitat al resultat final.

Factors cinemàtics

Alguns autors no descarten que l'efecte *string* tinga un origen cinemàtic [BO90] i, no es corresponga amb un fenomen de coherència entre jets. Alguns generadors (per exemple COJETS [Odo84]) expliquen el diferent flux de partícules en les regions interjets qq i qg dels esdeveniments $q\bar{q}g$, amb un model de fragmentació independent i sense contemplar efectes de coherència.

Per tal de verificar aquesta postura, hem comparat l'energia disponible per als dos jets de quarks en els dos tipus d'esdeveniments estudiats (vegeu la taula 7.6).

Taula 7.6: Energia disponible per als dos jets de quark en esdeveniments $q\bar{q}g$ i $q\bar{q}\gamma$. Durham $y_{cut} = 0.01$.

Esdeveniments	$\langle E_{q1} + E_{q2} \rangle$ (GeV)	% ($\sqrt{s}$)
$q\bar{q}g$ (2vtx)	57.9 ± 2.4	63
$q\bar{q}\gamma$	56.3 ± 0.8	62

La parella de jets de quark té més energia disponible en els esdeveniments $q\bar{q}\gamma$. Contràriament, aquest excés d'energia és sols de l'1%. Si bé existeix un factor cinemàtic que poguera donar lloc a un fenomen tipus efecte *string*, aquest no pot explicar un factor ~ 0.60 de diferència en

el flux de partícules. Queda descartat un possible origen cinemàtic de l'efecte *string*.

Comparació amb altres resultats de LEP

Els altres tres experiments de LEP han fet públics estudis similars al present, però sense escollir una topologia concreta. Han pres tots els $q\bar{q}g$ i $q\bar{q}\gamma$, i normalitzat l'angle entre jets, esdeveniment a esdeveniment per a poder-los comparar.

- L3 ha presentat un estudi [L3 95] on s'observa l'asimetria en la regió qq en els esdeveniments $q\bar{q}g$ i $q\bar{q}\gamma$. Hi comparen resultats amb una classificació dels gluons per ordenació angular (puresa $\sim 74\%$) i, un altre amb identificació de muons (puresa $\sim 85\%$):

$$R_{L3,ang} = 0.790 \pm 0.043$$

$$R_{L3,\mu} = 0.753 \pm 0.038$$

La conclusió a què arriben és "el resultat obtingut per identificació del jet de gluó utilitzant muons és major... el qual és compatible amb una major puresa²".

- ALEPH, utilitzant la classificació amb muons (puresa $\sim 86\%$) [ALE94b], obté una asimetria de:

$$R_{ALEPH,\mu} = 0.75 \pm 0.07$$

- L'estudi presentat per OPAL [OPA95b] conté també una estimació de l'asimetria donada per QCD pertorbativa. OPAL integra el flux de partícules per a tots els possibles angles d'emissió d'un gluó o fotó, i no per a una configuració en concret (com el presentat en aquesta tesi). Utilitzant la tècnica d'identificació de gluó per ordenació angular (puresa $\sim 80\%$):

$$R_{OPAL,lepto} = 0.71 \pm 0.03$$

En la figura 7.11 tenim presentats tots els resultats citats en aquesta secció. Tots ells demostren, independentment de la topologia concreta

²NB: traducció de l'article original.

entre jets, que el flux de partícules en la regió interjet $q\bar{q}$ és diferent, si el que es radia és un fotó o és un gluó. Queda demostrada l'existència de fenòmens d'interferència entre jets.

Veiem com l'efecte s'emfasitza en augmentar la puresa de la mostra de jets de gluons. La utilització de la tècnica de 2vtx, inèdita fins ara, proporciona una mostra de gran puresa, i permet obtenir resultats compatibles d'acord amb QCD per a una topologia fixa.

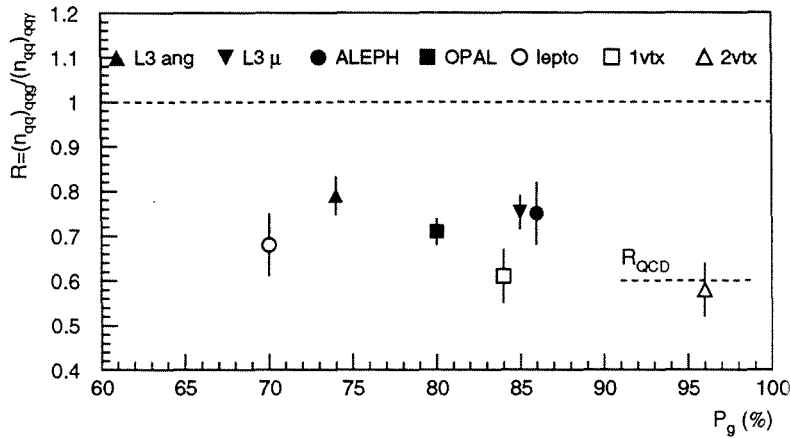


Figura 7.11: Flux de partícules carregades en la regió interjet $q\bar{q}$ dels esdeveniments $q\bar{q}g$ i $q\bar{q}\gamma$. Comparem els resultats obtinguts pels diferents experiments de LEP en funció de la puresa de gluons en els esdeveniments $q\bar{q}g$. Per a ALEPH, L3 i OPAL donem el flux relatiu obtingut en tots els esdeveniments. Els nostres els hem obtinguts de l'estudi dels esdeveniments en la configuració Y.

- [10] J. J. van der Bij, *Phys. Lett. B* **223**, 471 (1989).
- [11] J. J. van der Bij, *Phys. Lett. B* **231**, 223 (1989).
- [12] J. J. van der Bij, *Phys. Lett. B* **242**, 446 (1990).
- [13] J. J. van der Bij, *Phys. Lett. B* **252**, 453 (1990).
- [14] J. J. van der Bij, *Phys. Lett. B* **262**, 453 (1991).
- [15] J. J. van der Bij, *Phys. Lett. B* **272**, 453 (1991).
- [16] J. J. van der Bij, *Phys. Lett. B* **282**, 453 (1992).
- [17] J. J. van der Bij, *Phys. Lett. B* **292**, 453 (1993).
- [18] J. J. van der Bij, *Phys. Lett. B* **302**, 453 (1994).
- [19] J. J. van der Bij, *Phys. Lett. B* **312**, 453 (1995).
- [20] J. J. van der Bij, *Phys. Lett. B* **322**, 453 (1996).
- [21] J. J. van der Bij, *Phys. Lett. B* **332**, 453 (1997).
- [22] J. J. van der Bij, *Phys. Lett. B* **342**, 453 (1998).
- [23] J. J. van der Bij, *Phys. Lett. B* **352**, 453 (1999).
- [24] J. J. van der Bij, *Phys. Lett. B* **362**, 453 (2000).
- [25] J. J. van der Bij, *Phys. Lett. B* **372**, 453 (2001).
- [26] J. J. van der Bij, *Phys. Lett. B* **382**, 453 (2002).
- [27] J. J. van der Bij, *Phys. Lett. B* **392**, 453 (2003).
- [28] J. J. van der Bij, *Phys. Lett. B* **402**, 453 (2004).
- [29] J. J. van der Bij, *Phys. Lett. B* **412**, 453 (2005).
- [30] J. J. van der Bij, *Phys. Lett. B* **422**, 453 (2006).
- [31] J. J. van der Bij, *Phys. Lett. B* **432**, 453 (2007).
- [32] J. J. van der Bij, *Phys. Lett. B* **442**, 453 (2008).
- [33] J. J. van der Bij, *Phys. Lett. B* **452**, 453 (2009).
- [34] J. J. van der Bij, *Phys. Lett. B* **462**, 453 (2010).
- [35] J. J. van der Bij, *Phys. Lett. B* **472**, 453 (2011).
- [36] J. J. van der Bij, *Phys. Lett. B* **482**, 453 (2012).
- [37] J. J. van der Bij, *Phys. Lett. B* **492**, 453 (2013).
- [38] J. J. van der Bij, *Phys. Lett. B* **502**, 453 (2014).
- [39] J. J. van der Bij, *Phys. Lett. B* **512**, 453 (2015).
- [40] J. J. van der Bij, *Phys. Lett. B* **522**, 453 (2016).
- [41] J. J. van der Bij, *Phys. Lett. B* **532**, 453 (2017).
- [42] J. J. van der Bij, *Phys. Lett. B* **542**, 453 (2018).
- [43] J. J. van der Bij, *Phys. Lett. B* **552**, 453 (2019).
- [44] J. J. van der Bij, *Phys. Lett. B* **562**, 453 (2020).
- [45] J. J. van der Bij, *Phys. Lett. B* **572**, 453 (2021).
- [46] J. J. van der Bij, *Phys. Lett. B* **582**, 453 (2022).
- [47] J. J. van der Bij, *Phys. Lett. B* **592**, 453 (2023).
- [48] J. J. van der Bij, *Phys. Lett. B* **602**, 453 (2024).
- [49] J. J. van der Bij, *Phys. Lett. B* **612**, 453 (2025).

8

El sistema $q\bar{q}$ en centre de masses

En aquest capítol estudiarem el subsistema hadrònic dels esdeveniments $Z^0 \rightarrow q\bar{q}\gamma$. La particularitat més interessant és que ja no es tracta d'un procés $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ a una energia en centre de masses $\sqrt{s} = M_Z$. La presència d'un fotó que no sent la interacció forta, i que s'emporta una fracció important de l'energia, permet fer un *boost* al sistema de referència centre de masses del sistema $q\bar{q}$, tot i semblant-se a un procés $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ a una energia $\sqrt{s'} < M_Z$.

Aquest *boost* ens permet estudiar la multiplicitat carregada mitjana $\langle n_{ch} \rangle$, en funció de l'energia en centre de masses del sistema hadrònic $\sqrt{s'}$. La dependència de $\langle n_{ch}(\sqrt{s'}) \rangle$ ens permet extraure el valor de $\alpha_s(M_Z)$ ajustant les prediccions teòriques a nivell NLO [Web84]. Estudis similars han estat presentats anteriorment [Chl93], però han utilitzant les dades dels diferents experiments en e^+e^- a energies $\sqrt{s} < M_Z$.

8.1 *Boost* al sistema centre de masses

Com que el nostre objectiu és examinar la multiplicitat del sistema $q\bar{q}$ a diferents energies, no estem necessitats de fer un *boost* partícula a partícula¹. Amb una estimació de l'energia del sistema $q\bar{q}$ en centre de masses és suficient (8.1).

¹Existeix seria el cas que volguérem estudiar alguna variable topològica dels esdeveniments hadrònics. En aquest sentit, la multiplicitat és un invariant Lorentz.

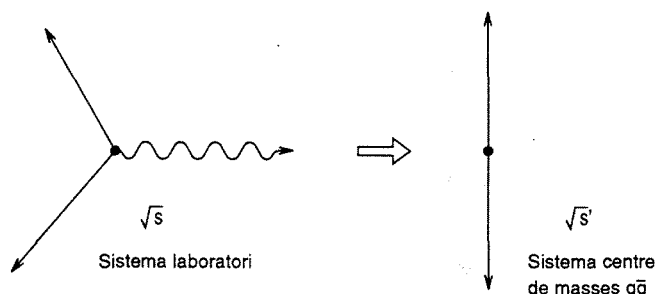


Figura 8.1: Esquema on veiem com queden els dos jets de quark després de fer el *boost* al seu centre de masses.

L'energia equivalent del sistema $q\bar{q}$ en el seu centre de masses $\sqrt{s'}$, es calcula fàcilment amb la següent expressió:

$$\sqrt{s'} = \sqrt{s(1 - x_\gamma)}$$

on x_γ és la fracció d'energia que porta el fotó: $x_\gamma = 2E_\gamma/\sqrt{s}$.

8.2 Selecció d'esdeveniments $\gamma + n$ -jets

El nostre interès se centra en la multiplicitat carregada en funció de l'energia en centre de masses, $\langle n_{ch}(\sqrt{s'}) \rangle$. Per tant, ja no ens interessa seleccionar exclusivament esdeveniments del tipus: $\gamma + 2$ -jets (on γ representa el jet del fotó i 2-jets els dos jets de quark). Volem extraure la multiplicitat carregada $\langle n_{ch} \rangle$ per a totes les configuracions de jets a eixa energia. Aleshores, hem d'escollir esdeveniments que siguin $\gamma + n$ -jets on n pot ser qualsevol; $n = 1, 2, 3$, etc.

Insistim en demanar que el fotó tinga certa energia mínima i estiga aïllat, per tal d'assegurar-nos una bona puresa de la mostra de fotons. Aleshores, la selecció d'esdeveniments $\gamma + n$ -jets a partir dels hadrònics prèviament seleccionats (secció 5.1.2) queda com segueix:

- 1.- apliquem un algorisme de reconstrucció de jets utilitzant totes les partícules (carregades i neutres) de l'esdeveniment.
- 2.- Un dels jets ha d'estar format exclusivament per un fotó.

- 3.- Energia mínima reconstruïda del fotó: $E_\gamma \geq 5$ GeV.
- 4.- L'angle d'aïllament del fotó respecte de qualsevol partícula carregada ha d'ésser: $\phi_{isol} \geq 20^\circ$

Absorció del γ per un jet de quark

En principi, estem interessats en aquells esdeveniments on hi ha un veritable fotó (FSR o ISR). Tanmateix no és precís que el fotó forme un jet independent. Però, la condició d'aïllament és necessària per a garantir una bona puresa de la mostra de fotons (secció 5.6.2).

Esdeveniments seleccionats

Amb aquests criteris de selecció, no tan estrictes com els explicats en la secció 5.6.2, són més els esdeveniments seleccionats. En la taula 8.1 podem trobar la quantitat d'esdeveniments seleccionats per algoritme i per any. La principal contribució continua essent dels esdeveniments $\gamma + 2$ -jets, representant el $\sim 90\%$ de la mostra.

Taula 8.1: Esdeveniments $\gamma + n$ -jets seleccionats en funció de l'algoritme i per a cada un dels anys analitzats.

Algoritme	1992	1993	Total
Jade $y_{cut} = 0.04$	579	596	1175
Durham $y_{cut} = 0.01$	568	567	1135

Definició dels intervals d'energia

Per l'estudi de la dependència en $\sqrt{s'}$ de la multiplicitat, hem dividit el rang energètic en huit intervals de 10 GeV cada un, els quals van des dels 5 GeV fins als 85 GeV. Com energia nominal de cada interval, prenem l'energia central: 10, 20, 30...80 GeV.

8.2.1 Puresa

En variar els criteris de selecció d'esdeveniments respecte de la secció 5.6.2, la puresa de la mostra de fotons seleccionats canvia. No ens podem

oblidar tampoc de la contaminació de $Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-\gamma$ (figura 8.2).

Puresa de la mostra de fotons

En la figura 8.2 tenim representat l'espectre dels fotons seleccionats (lleugerament diferents de l'espectre dels fotons en la figura 5.35.a) en els edesveniments $\gamma + n$ -jets reconstruïts amb l'algoritme Durham. Es pot observar la contaminació provinent dels esdeveniments $q\bar{q}$ i $\tau^+\tau^-\gamma$.

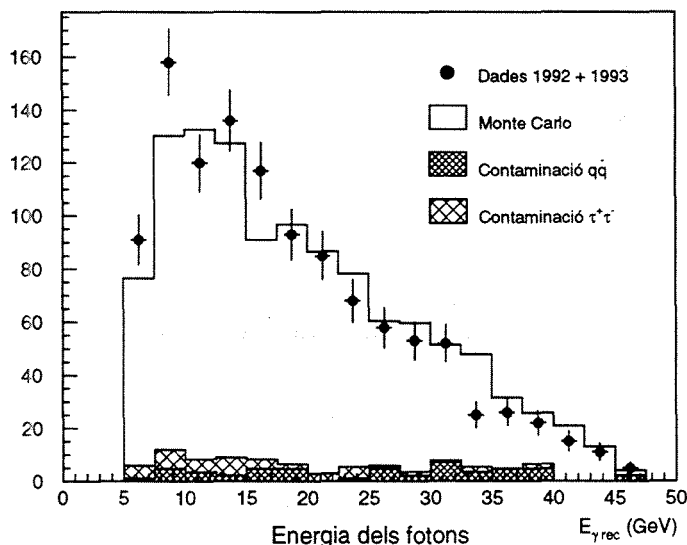


Figura 8.2: Espectre energètic dels fotons seleccionats comparats amb la simulació, i estimació de la contaminació de π^0 i $\tau^+\tau^-$.

Puresa i espectre dels esdeveniments $\gamma + n$ -jets

En la figura 8.3 tenim representat l'abast energètic en el sistema centre de masses dels esdeveniments $\gamma + n$ -jets que hem seleccionat. La contaminació ve de dos tipus d'esdeveniments diferents:

- 1.- Esdeveniments $Z^0 \rightarrow q\bar{q} \rightarrow \pi^0 X$ on no hi ha fotó, essent per tant un esdeveniment hadrònic amb $\sqrt{s} = M_Z$. Aquests contribueixen donant una multiplicitat diferent, en general major a l'esperada.

- 2.- Esdeveniments $Z^0 \rightarrow \tau^+ \tau^- \gamma$. La contribució d'aquests esdeveniments és de multiplicitat carregada constant i de sis partícules, ja que l'esdeveniment ha d'haver satisfet la selecció hadrònica (secció 5.1.2). Per tant, només esdeveniments, on els dos τ es desintegren donant tres pions, seran susceptibles de satisfer la nostra selecció².

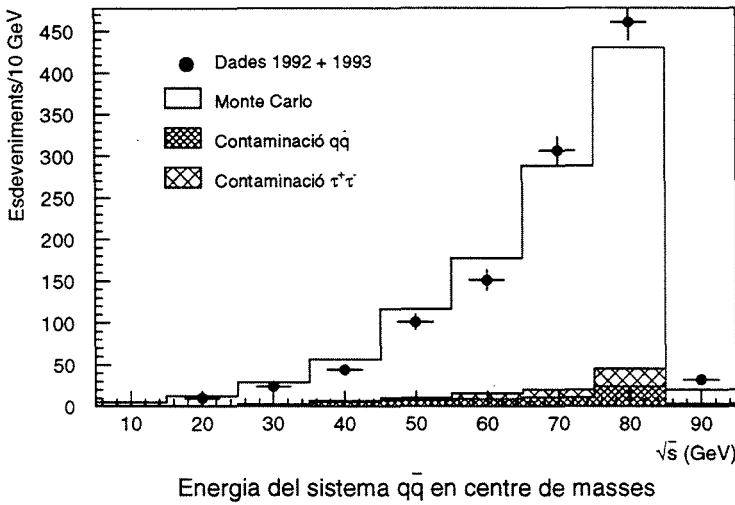


Figura 8.3: Espectre de l'energia en centre de masses dels $\gamma + n$ -jets.

8.2.2 Composició de sabors

La composició de sabors de la mostra d'esdeveniments $\gamma + n$ -jets ha estat estudiada de la manera explicada en la secció 5.6.5. La composició la tenim detallada en la taula 8.2

8.3 La multiplicitat

Passem a estudiar ja la multiplicitat dels esdeveniments $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ a diferents energies $\sqrt{s'}$, partint dels esdeveniments $\gamma + n$ -jets, reconstruïts

²Evidentment, també els $\tau \rightarrow 5\pi$, però aquestes desintegracions representen el 0.1% de les desintegracions del τ [PDG94].

Taula 8.2: Composició per sabors de la mostra d'esdeveniments $\gamma + n$ -jets, seleccionats amb l'algoritme Durham.

sabor	composició (%)
uds	59.5 ± 0.8
c	32.1 ± 0.8
b	8.4 ± 0.4

amb l'algoritme Durham. Primerament, donarem compte de la multiplicitat reconstruïda i després, de les correccions.

- i) per efectes del detector i la puresa de la mostra,
- ii) per l'aïllament del fotó.

8.3.1 Multiplicitat reconstruïda

En la figura 8.4 hem presentat la multiplicitat reconstruïda del sistema $q\bar{q}$, en funció de la seua energia en centre de masses $\sqrt{s'}$. L'algoritme de reconstrucció de jets emprat ha estat Durham. S'observa el ràpid creixement de la multiplicitat en funció de l'energia $\sqrt{s'}$.

8.3.2 Correcció dels efectes de detector i puresa

La multiplicitat reconstruïda ha estat corregida pels efectes de detector i puresa de la mostra, seguint el mètode d'ajust de les distribucions de multiplicitat a una NBD descrit en l'apèndix C.

Els resultats de la multiplicitat corregida mitjana $\langle n_{ch\ q\bar{q}}(\sqrt{s'}) \rangle$ es troben en la taula 8.3.

Efecte de l'aïllament del fotó

Per la mateixa raó que l'aïllament del γ esbiaxava la multiplicitat dels jets de quark, la multiplicitat del sistema $q\bar{q}$ també es veu esbiaixada.

En la secció 8.3 hem comprovat que un aïllament del fotó de 20° redueix la multiplicitat del sistema hadrònic $\sim 0.48\%$ en mitjana. Ens preguntem ara si eixa reducció és constant o si, pel contrari, depén del sistema hadrònic.

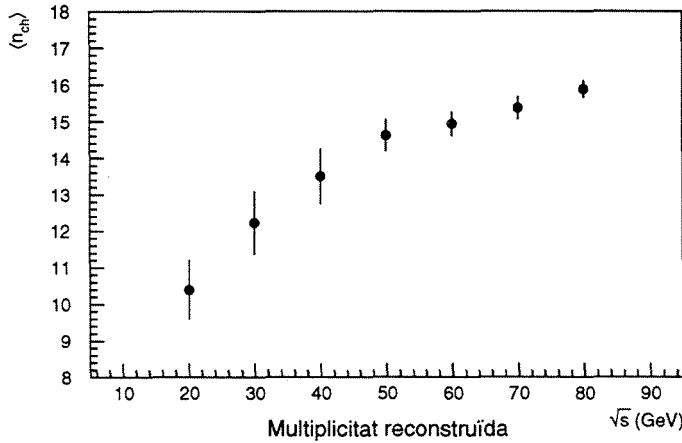


Figura 8.4: Multiplicitat reconstruïda del sistem $q\bar{q}$. Esdeveniments $\gamma + n$ -jets reconstruïts amb Durham.

Hem realitzat un estudi de nou amb el Monte Carlo a nivell de generació³, per tal de fitar l'efecte de l'aïllament. En la figura 8.5.a tenim la multiplicitat carregada obtinguda amb JETSET en funció de l'energia en centre de masses $\sqrt{s'}$ per a un angle d'aïllament de $\phi_{isol} = 20^\circ$ i sense requerir aïllament. $\phi_{isol} \rightarrow 0^\circ$. S'hi pot apreciar com l'efecte resultant és esbiaixar la multiplicitat cap a valors lleugerament més baixos. En la figura 8.5.b tenim representat el percentatge de reducció en funció de $\sqrt{s'}$.

8.3.3 Multiplicitat corregida

En la taula 8.3 i en la figura 8.6, presentem els valors de la multiplicitat carregada mitjana del sistema $q\bar{q}$ en funció de l'energia en centre de masses. Els valors de $\langle n_{ch}(\sqrt{s'}) \rangle$ són els corregits per tots els efectes esmentats.

La multiplicitat mitjana del punt a 91.2 GeV l'hem calculada a partir de la multiplicitat mesurada dels $q\bar{q}$, tenint en compte una mescla de sabors d'acord amb l'obtinguda en la nostra selecció d'esdeveniments

³De fet, és el mateix estudi que l'utilitzat en la secció 8.3.

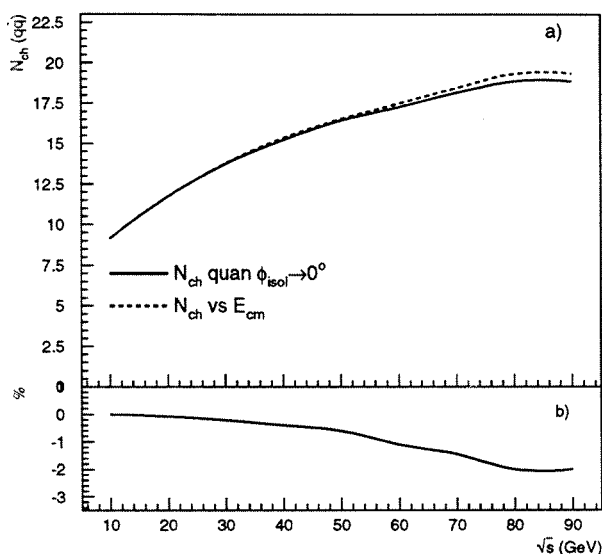


Figura 8.5: Efecte de l'aïllament del fotó.

$\gamma + n$ -jets (taula 8.2). La multiplicitat de cada sabor mesurada per DELPHI [DEL94b] és:

$$n_{uds} = 20.20 \pm 0.08$$

$$n_c = 21.84 \pm 0.32$$

$$n_b = 23.32 \pm 0.08$$

Per tant prenem $\langle n_{ch}(M_Z) \rangle = 20.96 \pm 0.33$. L'error és la suma quadràtica dels errors estadístic i sistemàtic, essent el darrer el dominant. L'error sistemàtic ve precisament dels errors en la multiplicitat individual de cada sabor, i per l'error degut a l'estadística finita del MC que ens determina la composició exacta de sabors.

Com ja coneguem la composició de sabors de quarks en la nostra mostra no és exactament la mateixa que en els experiments a baixes energies. Hi tenim $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ via fotó i en LEP el procés es via Z^0 més la posterior radiació del fotó. En la taula (taula 5.13) tenim detallada la composició de sabors de quarks en la mostra. Veiem que la diferència

Taula 8.3: Multiplicitat del sistema quark-antiquark en funció de l'energia en centre de masses.

$\sqrt{s'}$ (GeV)	$\langle n_{ch} \rangle$
20	11.10 ± 1.48
30	12.56 ± 1.50
40	15.07 ± 1.26
50	16.65 ± 0.72
60	17.52 ± 0.61
70	18.11 ± 0.40
80	19.24 ± 0.25
91.2	20.96 ± 0.33

per als quarks del u i c és del 2.6%, mentre que per als quarks, d , s i b , la diferència és sols del 1.8%. Aleshores, en el cas menys favorable, el dels quarks b als que correspon una multiplicitat característica molt major, la diferent composició de sabors respecte als experiments es tradueix en una diferència màxima de 0.04 partícules en la multiplicitat mitjana. Per tant aquest error pot ser menyspreat, ja que és molt inferior als nostres errors estadístics.

8.4 Ajust de $\langle n_{ch} \rangle$. Extracció de α_s

Com ja hem comentat en la secció 2.5.1, la multiplicitat dels esdeveniments $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ es pot obtenir a partir de [Web84]:

$$\langle n \rangle = a\alpha_s^b \exp(c/\sqrt{\alpha_s})(1 + \mathcal{O}(\sqrt{\alpha_s}))$$

on prenem per $\langle n \rangle$ la multiplicitat carregada mitjana. El paràmetre a és una constant de normalització no calculable en l'aproximació pertorbativa i, per tant, l'hem d'ajustar. Les constants b i c sí que les dona la teoria, i prenen els següents valors:

$$b = \frac{1}{4} + \frac{10}{27} \frac{N_f}{\beta_0} = 0.49 \quad \text{si } N_f = 5$$

$$c = \sqrt{96\pi}/\beta_0 = 2.27 \quad \text{si } N_f = 5$$

La constant d'acoblament fort $\alpha_s(\sqrt{s'})$ es calcula per a cada energia mitjançant les equacions del grup de renormalització (equació 2.6) i és el segon paràmetre ajustable.

Com que a només apareix com factor multiplicatiu, el podem entendre com el factor d'escala que ens proporciona el valor absolut de la multiplicitat. La forma corbada que presenta $\langle n \rangle$ ve donada per la dependència en α_s .

Per tal d'estimar les correccions $\mathcal{O}(\sqrt{\alpha_s})$, podem afegir un tercer paràmetre ajustable d si parametritzem:

$$\langle n \rangle = a\alpha_s^b \exp(c/\sqrt{\alpha_s})(1 + d\sqrt{\alpha_s}) \quad (8.1)$$

8.4.1 Ajust de 20 a 80 GeV

Amb els punts obtinguts per la nostra anàlisi d'esdeveniments $\gamma + n$ -jets, podem ajustar els tres paràmetres i de l'equació 8.1 obtenir $\alpha_s(M_Z)$. Malauradament, la correlació entre ells i els errors estadístics relativament grans que tenim, no ens permeten fer l'ajust deixant els tres paràmetres lliures. Aleshores, recorrem a la bibliografia i trobem $a = 0.059 \pm 0.012$ [Chl93]. Llavors, deixant a fix i, menyspreant les correccions $\mathcal{O}(\sqrt{\alpha_s})$ (i.e. $d = 0$):

$$\langle n \rangle = a\alpha_s^b \exp(c/\sqrt{\alpha_s}) \quad (8.2)$$

i només ens quedem amb un paràmetre ajustable: $\alpha_s(M_Z)$. En eixe cas el resultat de l'ajust amb MINUIT [Jam92] és:

$$\alpha_s(M_Z) = 0.107 \pm 0.004(\text{esta.})$$

valor comparable l'obtingut per Chliapnikov et al. en [Chl93], com calia esperar.

Si, per contra, volem estimar la importància de les correccions $\mathcal{O}(\sqrt{\alpha_s})$, deixem d com segon paràmetre lliure de l'ajust. Els resultats ara són:

$$\alpha_s(M_Z) = 0.114 \pm 0.005(\text{esta.}) \pm 0.008(\text{sist.}a) \pm 0.005(\text{teòric})$$

$$d = 0.58 \pm 0.47(\text{esta.})$$

on l'error teòric en $\alpha_s(M_Z)$ ve donat per les correccions a $\mathcal{O}(\sqrt{\alpha_s})$. El sistemàtic degut al paràmetre a , l'hem calculat de la variació en α_s en moure a en $\pm 1\sigma$.

8.4.2 Ajust de 20 a 91.2 GeV

Podem incloure en l'ajust el punt de la multiplicitat dels hadrònics en DELPHI: $n_{ch}(M_Z) = 20.96 \pm 0.33$, pesada amb la proporció de sabors que hem calculat. Aquest punt té un error relativament menut. Aleshores, ens permet ajustar amb els tres paràmetres lliures (equació 8.1). El resultat de l'ajust és:

$$\alpha_s = 0.116 \pm 0.002(\text{esta.}) \pm 0.007(\text{sist. puresa}) \pm 0.005(\text{teòric})$$

$$a = 0.070 \pm 0.008(\text{esta.}) \pm 0.013(\text{sist. puresa}) \pm 0.005(\text{teòric})$$

$$d = 0.20 \pm 0.32(\text{esta.})$$

L'error sistemàtic degut a la puresa es refereix sobretot a l'estadística finita de les dades simulade. Aleshores, tenim cert error en la composició de sabors i l'error en la multiplicitat individual de cada sabor. En la figura 8.6 tenim representada la multiplicitat carregada mitjana dels esdeveniments hadrònics, en funció de l'energia en centre de masses. Les corbes representades són el resultat del nostre ajust amb tots els punts i el resultat presentat en [Chl93].

Resumint, hem obtingut un valor per a $\alpha_s(M_Z)$:

$$\alpha_s = 0.116 \pm 0.009$$

$$a = 0.070 \pm 0.016$$

on hem sumat quadràticament els errors sistemàtics i estadístics.

Comparació de resultats

El valor obtingut amb aquesta anàlisi per a la constata d'acoblament $\alpha_s(M_Z) = 0.116 \pm 0.009$, és competitiu amb els resultats obtinguts d'altres anàlisis (vegeu gràfic 8.7). El nostre mètode és totalment independent. El valor del paràmetre d'escala a és compatible amb el publicat per Chlipanikov et al. en [Chl93], essent dos valors calculats independentment. La mitja és doncs: $a = 0.063 \pm 0.09$ (vegeu la figura 8.8).

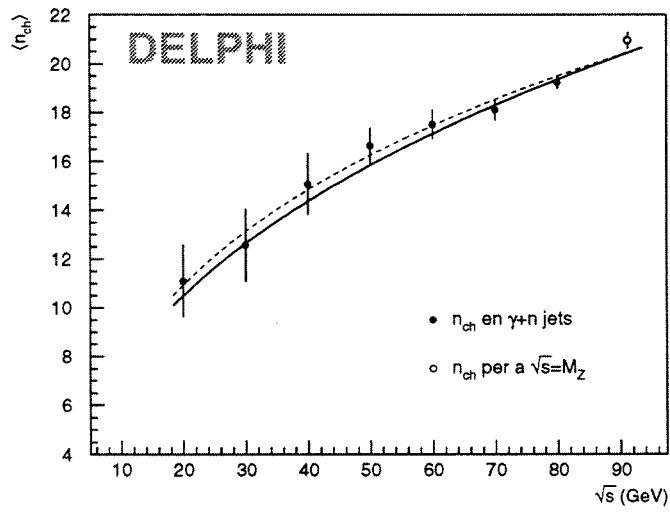


Figura 8.6: Multiplicitat carregada en funció de l'energia en centre de masses del sistema. La corba continua correpon al resultat del nostre ajust de l'equació 8.1. La discontinua és una reproducció de l'ajust de dades a baixa energia per Chlpanikov et al [Chl93].

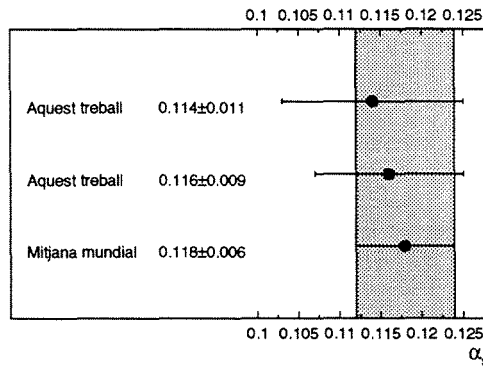


Figura 8.7: Comparació dels nostres resultats per a α_s , utilitzant les equacions 8.1 i 8.2 amb la mitjana mundial [Bet94].

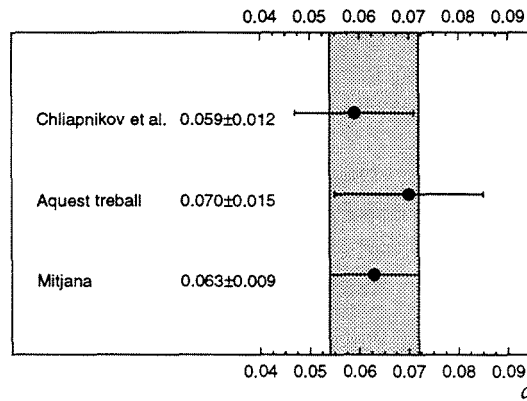


Figura 8.8: Comparació dels valors obtinguts per al paràmetre a , amb el nostre ajust i amb el publicat per Chliapnikov et al. [chl93] i la mitjana dels dos.

Conclusions

Hem estudiat les propietats dels jets de quark i gluó a partir de les desintegracions hadròniques a tres jets del Z^0 ; bé siga $q\bar{q}\gamma$, bé siga $q\bar{q}g$. La identificació dels jets originats pels quarks pesats utilitzant tècniques de reconeixement de vèrtex secundaris o estudis amb leptons inclosius, permeten seleccionar una mostra de jets de gluons amb un alt grau de puresa. Aquests, els hem comparats amb jets de quarks de la mateixa energia extrets dels esdeveniments $q\bar{q}\gamma$, igualment d'alta puresa. Les propietats de les mostres pures de jets de quarks i gluons no depenen de cap correcció deguda a cap model de fragmentació ni de la fragmentació, del quark b , gràcies a què la mostra de jets de quarks a penes conté jets generats per b 's.

Definint els jets amb l'algoritme Durham, trobem que el valor mitjà del quocient de multiplicitat carregada, r , val:

$$\langle r \rangle = \frac{n_g}{n_q} = 1.232 \pm 0.026(\text{esta.}) \pm 0.018(\text{sist.})$$

A més a més, hem observat que aquest quocient depèn de l'energia del jet. Un ajust lineal ens dona un pendent de:

$$\frac{\Delta r}{\Delta E} = (105 \pm 34(\text{esta.})) \cdot 10^{-4} \text{ GeV}^{-1}$$

on l'error en el pendent està dominat per l'estadístic. Repetint el mateix estudi, però ara utilitzant l'algoritme Jade, trobem que:

$$\langle r \rangle = 1.35 \pm 0.02(\text{esta.}) \pm 0.03(\text{sist.})$$

i, ajustant de nou el quocient de multiplicitats en funció de l'energia a una recta, obtenim un pendent de:

$$\frac{\Delta r}{\Delta E} = (87 \pm 49(\text{esta.})) \cdot 10^{-4} \text{ GeV}^{-1}$$

demostrant que el valor mitjà de r depèn de l'algoritme de reconstrucció de jets utilitzat, fonamentalment degut al tracte que donen a les partícules menys energètiques. Els pendents, que donen la dependència energètica, són compatibles dins del marge d'error.

De l'estudi de l'esfericitat dels jets i de la **rapidity** de la partícula més energètica del jet, hem comprovat que els jets de quarks resulten més col·limats que els jets de gluons de la mateixa energia.

Un estudi dels fenòmens d'interferència entre jets, conegut com l'efecte **string**, ha estat realitzat comparant el flux de partícules en la regió interjet $q\bar{q}$ dels esdeveniments $q\bar{q}g$ i $q\bar{q}\gamma$, amb una configuració simètrica dels jets que ens dona:

$$R = \frac{(N_{q\bar{q}})_{q\bar{q}g}}{(N_{q\bar{q}})_{q\bar{q}\gamma}} = 0.58 \pm 0.06(\text{esta.} + \text{sist.})$$

compatible amb la predicció de QCD pertorbativa per a la topologia estudiada: $R_{QCD} \sim 0.60$.

Finalment, els esdeveniments radiatius $\gamma + n$ -jets hadrònics ens han permès estudiar la dependència de la multiplicitat carregada dels esdeveniments $e^+e^- \rightarrow$ hadrons en funció de l'energia en centre de masses del sistema hadrònic. Un ajust de la constant d'acoblament de la interacció forta a l'escala de la massa del Z ens dona:

$$\alpha_s(M_Z) = 0.116 \pm 0.003(\text{esta.}) \pm (0.009)(\text{sist.})$$

d'acord amb la multiplicitat carregada en experiments a energies en centre de masses més baixa, i compatible amb altres mesures realitzades a LEP utilitzant altres observables.

Apèndix A

Secció eficaç de tres jets

En aquest apèndix volem donar un exemple senzill de com apareixen les divergències en la secció eficaç de tres jets, en l'aproximació *leading log*. Considerarem un estudi a primer ordre en α_s , on només es radia un gluó.

L'Element de matriu

En el model de pluja de partons (*parton shower*) tenim que, a nivell arbre, l'element de matriu al quadrat per a l'emissió de n gluons addicionals (figura A.1) per part d'una parella $q\bar{q}$, ve donat per [BS90]:

$$|M_n|^2 \rightarrow \frac{C_F^n g_s^{2n}}{n!} \left(\prod_{i=1}^n \frac{2p_1 p_2}{(p_1 k_i)(p_2 k_i)} \right) |M_0|^2 \quad (\text{A.1})$$

$|M_0|^2$ és l'element de matriu al quadrat per què es cree una parella $q\bar{q}$ amb quadrimoments p_1 i p_2 a partir d'un Z^0 o un fotó virtual (de quadrimoment q). El quadrimoment k_i és el de cada un dels gluons radiats.

A primer ordre, l'emissió d'un únic gluó es pot obtenir de l'equació A.1 i dóna:

$$|M_1|^2 = C_F g^2 \left(\frac{2p_1 P_2}{(p_1 k)(p_2 k)} \right) |M_0|^2 \quad (\text{A.2})$$

on k denota el quadrimoment de l'únic gluó radiat.

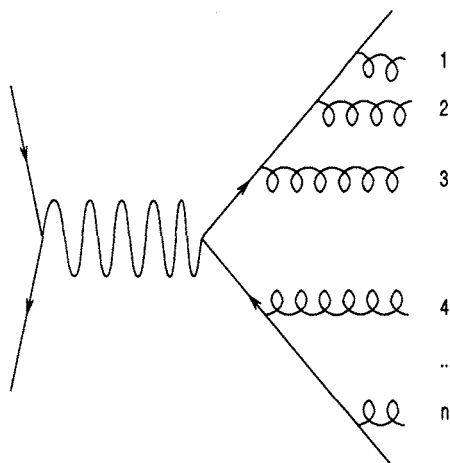


Figura A.1: Esquema $e^+e^- \rightarrow q\bar{q} + ng$

L'espai fàsic

L'element de volum en l'espai fàsic del procés a tres partícules $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$ s'expressa de la següent forma:

$$\begin{aligned}
 d^3\Phi &= \frac{d^4k}{(2\pi)^3} \delta(k^2) \theta(k^0) \\
 &\times \frac{d^4p_1}{(2\pi)^3} \delta(p_1^2 - m_q^2) \theta(p_1^0 - m_q) \\
 &\times \frac{d^4p_2}{(2\pi)^3} \delta(p_2^2 - m_q^2) \theta(p_2^0 - m_q) \\
 &\times (2\pi)^4 \delta^4(q - (p_1 + p_2 + k))
 \end{aligned} \tag{A.3}$$

on m_q és la massa dels quarks (que d'ara endavant la menysprearem) i q la transferència de moment (vegeu la figura A.2). Noteu que hem fet $k^2 = 0$ fet que supossa que el gluó està en la capa de masses. El mateix, en el cas dels quarks: $p_i^2 = m_q^2$.

Fent ús de:

$$\int ds_{12} \frac{d^3p_{12}}{2E_{12}} \delta^4(p_{12} - (p_1 + p_2)) = 1 \quad \text{i} \quad \frac{d^3p_{12}}{2E_{12}} = d^4p_{12} \delta(p_{12}^2 - s_{12}) \theta(E_{12})$$

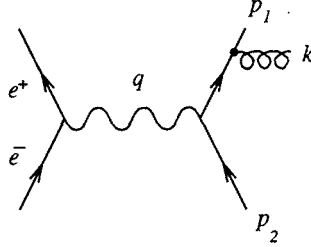


Figura A.2: Diagrama a primer ordre en α , per a l'emissió d'un gluó de quadrimoment k . Els quarks romanen amb quadrimoment p_1 i p_2 .

i portant-ho a l'equació A.3 ens queda com:

$$\begin{aligned}
 d^3\Phi &= \frac{1}{2\pi} \int ds_{12} \frac{d^4 p_{12}}{(2\pi)^3} \delta(p_{12}^2 - s_{12}) \theta(E_{12}) (2\pi)^4 \delta^4(p_{12} - (p_1 + p_2)) \\
 &\times \frac{d^4 k}{(2\pi)^3} \delta(k^2) \theta(k^0) \\
 &\times \frac{d^4 p_1}{(2\pi)^3} \delta(p_1^2 - m_q^2) \theta(p_1^0 - m_q) \\
 &\times \frac{d^4 p_2}{(2\pi)^3} \delta(p_2^2 - m_q^2) \theta(p_2^0 - m_q) (2\pi)^4 \delta^4(q - (p_1 + p_2 + k)) \quad (\text{A.4})
 \end{aligned}$$

expressió que es pot rescriure d'una forma més compacta com el producte dels espais fàsics d'una partícula amb quadrimoment q anant a dues partícules: el gluó k i el sistema $q\bar{q}$, $p_{12} = p_1 + p_2$. Després aquest sistema dona dos partícules de moment p_1 i p_2 .

$$d^3\Phi = \frac{1}{2\pi} \int ds_{12} d^2\Phi(p_{12} \rightarrow p_1 + p_2) \cdot d^2\Phi(q \rightarrow p_{12} + k)$$

Variables de Sudakov

Expressem el quadrimoment del gluó en funció de les variables de Sudakov, α , β i $\vec{k}_\perp$, definides a partir de:

$$k = \alpha p_1 + \beta p_2 + \vec{k}_\perp$$

on $\vec{k}_\perp$ és un vector perpendicular al pla definit per $\vec{p}_1$ i $\vec{p}_2$: $\vec{k}_\perp \cdot \vec{p}_i = 0$
Per tant:

$$\begin{aligned} p_1 k &= p_1(\alpha p_1 + \beta p_2 + \vec{k}_\perp) = \beta p_1 p_2 \\ p_2 k &= p_2(\alpha p_1 + \beta p_2 + \vec{k}_\perp) = \alpha p_1 p_2 \end{aligned}$$

Amb les variables de Sudakov podem rescriure la part de l'element de matriu:

$$\frac{2(p_1 p_2)}{(p_1 k)(p_2 k)} = \frac{2(p_1 p_2)}{\alpha \beta (p_1 p_2)^2} = \frac{4}{\alpha \beta s_{12}}$$

L'element de volum $d^4 k$ s'ha d'expressar en les variables de Sudakov. Recordem que per al cas general d'una transformació de coordenades:

$$d^4 k = \left| \frac{\partial k^i}{\partial x^j} \right| d^4 x$$

i com $k^2 = (\alpha p_1 + \beta p_2 + \vec{k}_\perp)^2 = \alpha \beta s_{12} + \vec{k}_\perp^2$ per tant obtenim:

$$k = (\alpha \beta s_{12} + \vec{k}_\perp^2)^{1/2}$$

Així que:

$$d^4 k = \frac{1}{2} s_{12} d\alpha d\beta d\vec{k}_\perp^2$$

La secció eficaç

Si fem la integral d'espai fàsic dels dos quarks amb quadrimoment p_1 i p_2 , el que obtindrem serà la secció eficaç de Born (σ_0) del procés $e^+ e^- \rightarrow q\bar{q}$

Llavors, la secció eficaç diferencial de tres jets (és a dir, la d'emissió d'un gluó) ve donada per:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_3}{\sigma_0} &= C_F g^2 \left(\frac{2(p_1 p_2)}{(p_1 k)(p_2 k)} \right) d^2 \Phi \\ &= \frac{2C_F g^2}{(2\pi)^3} \frac{d\alpha}{\alpha} \frac{d\beta}{\beta} d\vec{k}_\perp^2 \delta(\alpha \beta s_{12} - \vec{k}_\perp^2) \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

Si utilitzem el conveni $\alpha_s = g^2/2\pi$ i amb $d^2 \vec{k}_\perp$ en coordenades polars:

$$d^2 \vec{k}_\perp = \frac{1}{2} dk_\perp^2 d\phi$$

essent ϕ l'angle que forma la direcció del gluó amb el pla dels dos quarks¹

Integrant A.5 podem estudiar les fraccions de producció de dos i tres jets a primer ordre:

$$f_n = \frac{\sigma_n}{\sigma_0} = \frac{C_F \alpha_s}{\pi} \frac{d\alpha}{a} \frac{d\beta}{\beta} \frac{d\phi}{2\pi}$$

amb n el nombre de jets.

Producció de jets a ordre α_s

Primerament, a ordre zero, no tenim cap gluó radiat, aleshores: $f_2 = 1$ i $f_3 = 0$.

A ordre α_s , volem que el gluó radiat pugui ser resolt dels dos quarks. Llavors hem d'exigir que la massa invariant entre quarks i gluons siga major que cert valor mínim m^2 . Definint $y_{cut} = m^2/s$ tindrem que $p_1 k > y_{cut}$ i $p_2 k > y_{cut}$:

$$f_3 = \frac{\sigma_3}{\sigma_0} = \frac{C_F \alpha_s}{\pi} \int_{y_{cut}}^1 \frac{d\alpha}{\alpha} \int_{y_{cut}}^1 \frac{d\beta}{\beta} \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\phi \quad (A.6)$$

Integrant per a α , β i ϕ :

$$f_3 = \frac{C_F \alpha_s}{\pi} \ln^2 y_{cut}$$

Evidentment a primer ordre: $f_2 + f_3 = 1$.

Amb aquest simple exercici veiem com apareixen termes $\ln^2 y_{cut}$ en la secció eficaç de tres jets a primer ordre. A ordres superiors, les expressions es compliquen, si bé la funcionalitat i dependència amb y_{cut} en termes logarítmics és similar.

¹Per conservació del moment, en els esdeveniments amb tres partons tots estan en el mateix pla, sols en esdeveniments on tenim quatre o més partons aquest angle té sentit pràctic.

Apèndix B

Probabilitat de vèrtex secundaris

En aquest apèndix descriurem un mètode per a calcular la probabilitat que totes les partícules carregades del jet hagen estat generades en el vèrtex primari. Aquesta probabilitat és calculada tenint en compte el paràmetre d'impacte de les partícules.

El paràmetre d'impacte

El paràmetre d'impacte d'una partícula és definit com la distància mínima entre la trajectòria de la partícula i el **punt d'interacció**, també anomenat **vèrtex primari**. El punt de la trajectòria més pròxim al punt d'interacció és anomenat perigeu.

En DELPHI es parla del paràmetre d'impacte referit al pla $R\text{-}\phi$, perquè el detector de vèrtex de DELPHI no mesura la coordenada z (secció 3.2.1)¹. Aleshores, el paràmetre d'impacte és mesurat en el pla $R\text{-}\phi$, calculant la distància entre el perigeu de la trajectòria projectada i el punt d'interacció projectat al pla (vegeu la figura B.1).

El **signe del paràmetre d'impacte** d'una partícula es defineix **positiu** si la projecció sobre l'eix del jet, del vector que va des del punt d'interacció al perigeu, té la mateixa direcció que l'eix del jet al qual pertany la partícula. En cas contrari, el signe del paràmetre d'impacte es defineix **negatiu** (figura B.2).

¹ Almenys fins l'any 1994. En aquest estudi analitzem els anys 1992 i 1993.

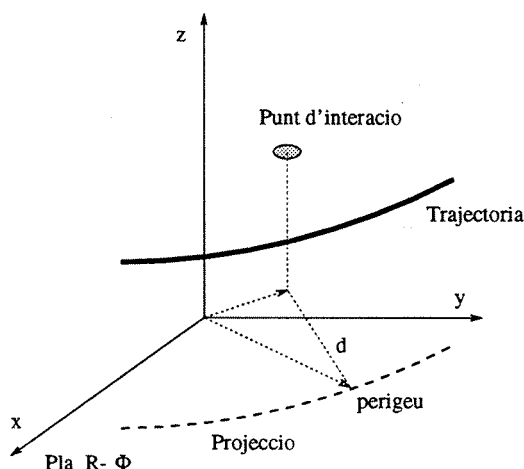


Figura B.1: Projecció de la trajectòria d'una partícula i del punt d'interacció al pla $R\text{-}\phi$, per tal de mesurar-hi el paràmetre d'impacte representat per la magnitud d .

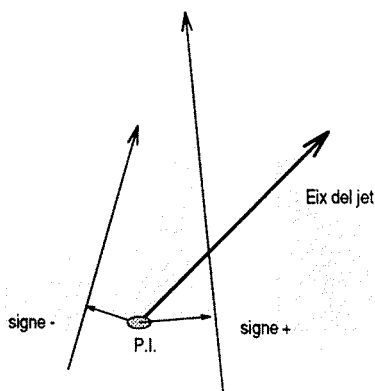


Figura B.2: Signe del paràmetre d'impacte. La partícula de l'esquerra té un paràmetre d'impacte de signe negatiu perquè el vector que va des del punt d'interacció (P.I.) al seu perigeu té direcció contrària a l'eix del jet. La partícula de la dreta té el signe del paràmetre d'impacte positiu.

Imaginem-nos un esdeveniment $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$, on q pren un dels sabors lleugers (uds). Totes les partícules són generades en el vèrtex primari.

Per tant, el paràmetre d'impacte de les partícules ha de ser zero. Malauradament, la resolució finita del detector fa que les trajectòries reconstruïdes no passen obligatòriament pel punt d'interacció. No obstant això, tindran un paràmetre d'impacte normalment menut, i un signe que es distribuirà aleatòriament i en la mateixa proporció entre negatius i positius.

Contràriament, les partícules provinents de la desintegració d'un hadró tipus *B* tenen trajectòries amb un gran paràmetre d'impacte i de signe positiu². Ídem per als hadrons del tipus *D*.

Aleshores, les partícules amb paràmetre d'impacte positiu poden ser eficaçment utilitzades per tal de reconèixer un jet generat per un quark *b* o *c*.

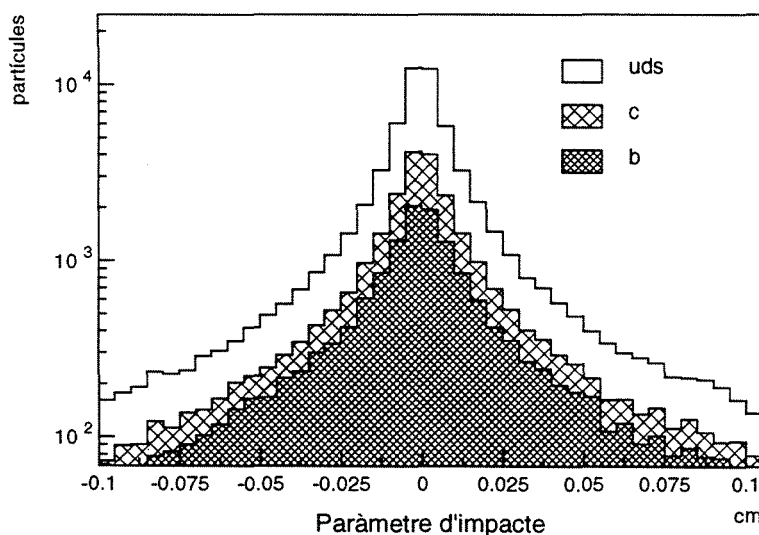


Figura B.3: Distribució del paràmetre d'impacte per a les partícules carregades dels esdeveniments hadrònics en DELPHI. Veiem com la contribució de les partícules provinents dels esdeveniments $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ de la simulació, apareix lleugerament esbiaixada cap a valors positius.

²De nou la resolució del detector ens pot jugar una mala passada i ocasionar l'aparició d'alguna partícula amb paràmetre d'impacte negatiu

El punt d'interacció

Un aspecte important per a la mesura del paràmetre d'impacte és la determinació de la posició del punt d'interacció.

El punt d'interacció és reconstruït per a cada esdeveniment hadrònic ajustant la trajectòria de totes les partícules carregades de l'esdeveniment a un vèrtex comú.

Per als esdeveniments $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$, amb quarks lleugers, totes les partícules són generades en el punt d'interacció (vèrtex primari). En el cas d'esdeveniments $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$, cal rebutjar les partícules originades en vèrtex secundaris.

A més, no s'ha de considerar les partícules que no tinguen ben reconstruïda la trajectòria. Per això, s'empren només partícules que han deixat senyal en almenys dues de les tres capes del VD. A més a més, requerim certa qualitat per tal d'evitar la mala associació dels senyals del VD i les partícules. Per a cada partícula amb N_{VD} senyals associats en el VD calculem:

$$\sum_{tr} = \sum (d_i^2 / \sigma_{VD}^2)$$

on d_i és la mínima distància entre la trajectòria i el punt mesurat en el VD i σ_{VD} és la resolució del detector. Exigim que $\sum_{tr} / N_{VD} \leq 4$.

El paràmetre d'impacte en dues dimensions de cada partícula carregada el calculem de la següent forma:

$$d_a = |\eta_a - (\vec{E}_a \cdot \vec{V})|$$

on $\vec{E}_a$ és el vector unitari en la direcció que va des del perigeu (veure figura B.4) fins al vèrtex primari. $\vec{V}$ és el vector que va des de l'origen de coordenades O fins al punt d'interacció. Finalment, η_a és la projecció sobre $\vec{E}_a$ del vector que va des de l'origen de coordenades fins al perigeu ($\vec{P}_a$):

$$\eta_a = (\vec{P}_a \cdot \vec{E}_a)$$

Amb el paràmetre d'impacte de cada partícula carregada es construeix una funció χ^2 utilitzada per a l'ajust del punt d'interacció:

$$\chi^2(V_i) = \sum_a \frac{d_a^2}{\sigma_a^2} + \sum_{i=x,y} \frac{(b_i - V_i)^2}{(\sigma_i^b)^2}$$

on a és l'índex de partícula, d_a i σ_a són el seu paràmetre d'impacte i error respectivament. El segon sumatori correspon als lligams que imposen la posició (b_i) i dimensió (σ_i^b) dels feixos.

Si definim les següents magnituds:

$$A = \sum_{i=x,y} \left(\frac{b_i}{\sigma_i^b} \right)^2 + \sum_a \left(\frac{\eta_a}{\sigma_a} \right)^2$$

$$B_i = \frac{b_i}{(\sigma_i^b)^2} + \sum_a \frac{\eta_a \cdot (E_a)_i}{(\sigma_a)^2}$$

$$C_{ij} = \frac{\delta_{ij}}{(\sigma_i^b)^2} + \sum_a \frac{(E_a)_i \cdot (E_a)_j}{(\sigma_a)^2}$$

aleshores, els valors de V_i (posició del vèrtex) que minimitzem χ^2 són:

$$V_i = \gamma_{ij} B_j$$

$$\gamma_{ij} = (C^{-1})_{ij}$$

essent γ_{ij} la matriu de covariància de la posició estimada del vèrtex primari.

La resolució estimada amb Monte Carlo per a esdeveniments *uds* és de l'ordre de $50 \mu\text{m}$, i per als esdeveniments *b* $90 \mu\text{m}$ [Bor94]. Aquesta pitjor resolució s'entén pel fet que en l'ajust del vèrtex primari s'inclou alguna partícula generada en un vèrtex secundari.

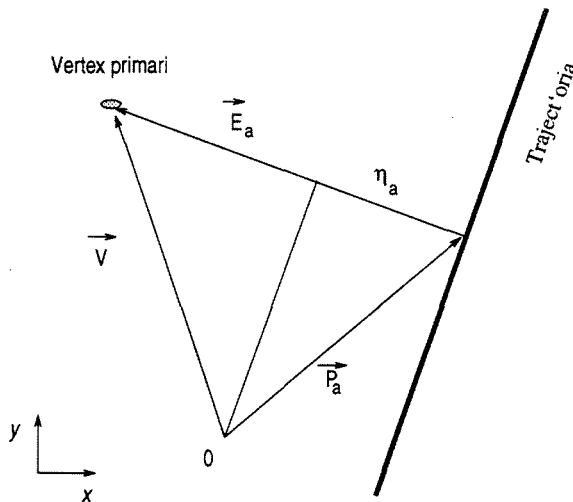


Figura B.4: Paràmetre d'impacte

Error en el paràmetre d'impacte

Ja sabem com calcular el paràmetre d'impacte d'una partícula donada la seua trajectòria. L'error el calculem per propagació d'errors, partint de la definició de paràmetre d'impacte:

$$\sigma_{d_a} = \sum_c \left(\frac{\partial d_a}{\partial \eta_c} \right) \cdot \sigma_c^2 + \sum_{i=x,y} \left(\frac{\partial d_a}{\partial b_i} \right) \cdot (\sigma_i^b)^2$$

on l'índex c corre per a totes les partícules. Les parcials les podem donar explícitament com:

$$\left(\frac{\partial d_a}{\partial \eta_c} \right)^2 = \left(\delta_{ac} - (E_a)_i (E_c)_j \gamma_{ij} \frac{1}{\sigma_c^2} \right)^2$$

$$\left(\frac{\partial d_a}{\partial b_i} \right) = \left((E_a)_i \gamma_{ij} \frac{1}{\sigma_c^2} \right)^2$$

La qual cosa deixa per a $\sigma_{d_a}^2$:

$$\sigma_{d_a}^2 = \left\{ \begin{array}{ll} \sigma_a^2 - (E_a)_i \cdot (E_a)_j \cdot \gamma_{ij} & \text{si la partícula és utilitzada en l'ajust} \\ \sigma_a^2 + (E_a)_i \cdot (E_a)_j \cdot \gamma_{ij} & \text{en cas contrari} \end{array} \right\}$$

Probabilitats

Donat un jet, volem construir una funció que ens done la probabilitat d'haver estat generat per un quark lleuger. És convenient bassar-se en el paràmetre d'impacte de cada partícula per tal de construir aquesta probabilitat.

Abans, hem de tenir en compte certes precaucions per tal d'assegurar-nos una bona mesura del paràmetre d'impacte:

- utilitzar les partícules que hagen deixat senyal en almenys duess de les tres capes del detector VD.
- Bona associació dels punts del VD a la trajectòria: $\sum_{tr} / N_{VD} \leq 4$ (com ja hem explicat).
- Considerar les partícules amb paràmetre d'impacte menor que 2 mm per tal d'eliminar les provinents de les desintegracions del K^0 i Λ (si bé aquest criteri afecta als productes dels B d'una manera limitada).

Definim el *nivell de significació* per a cada partícula com el quocient entre el seu paràmetre d'impacte i el seu error:

$$S = \frac{d_a}{\sigma_a}$$

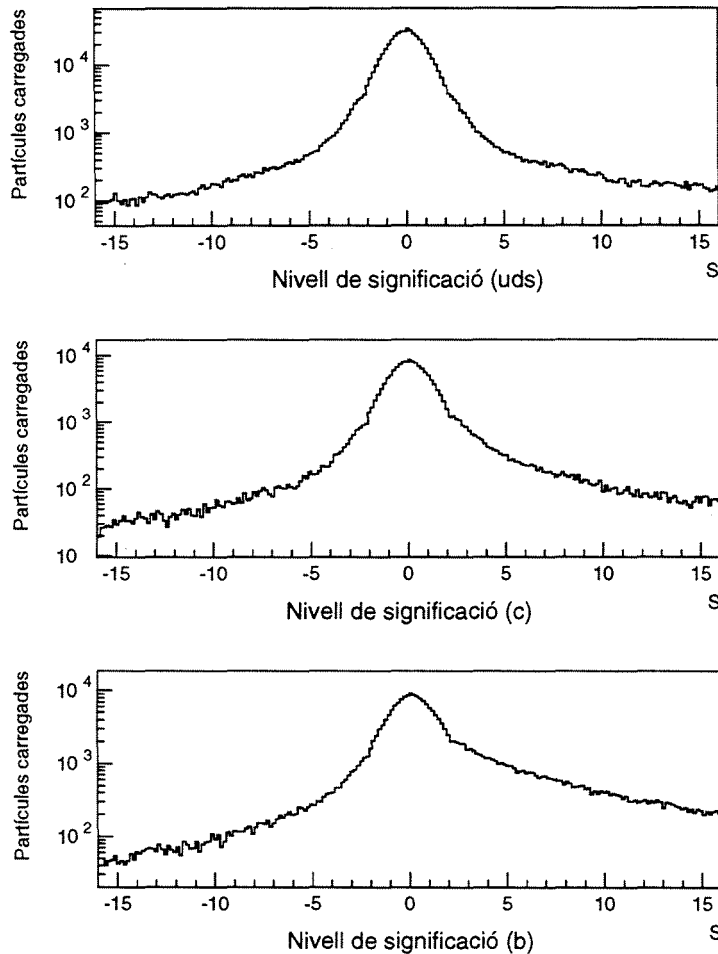


Figura B.5: Distribucions de nivell de significació per a les partícules carregades dels diferents tipus d'esdeveniments hadrònics: quarks lleugers uds , quark c i quark b . Per als esdeveniments uds , la distribució és simètrica, mentre que per als c i, sobretot, per als b està esbiaixada cap valors positius.

Per a les partícules originades en el punt d'interacció, el nivell de significació segueix una distribució gaussiana a causa del efectes del detector. Per a partícules originades en vèrtex secundaris, S està esbiaixada cap a valors positius (vegeu figura B.5).

Aprofitem el nivell de significació per tal de construir una funció de probabilitat per partícula $\mathcal{P}(S_0)$:

$$\mathcal{P}(S_0) = \begin{cases} \int_{S \leq S_0} f(S) dS & \text{si } S < 0 \\ \mathcal{P}(-S_0) & \text{si } S > 0 \end{cases}$$

$\mathcal{P}(S_0)$ ens dona la probabilitat que una partícula provinent del punt d'interacció tinga un nivell de significació S_0 o major. $f(S)$ és la funció densitat de probabilitat o *funció de resolució* que experimentalment s'obté de la distribució de S per a les partícules amb paràmetre d'impacte negatiu³, puix té una contribució menyspreable dels productes del B .

Es pot definir la funció de probabilitat per jet amb n partícules associades⁴:

$$\mathcal{P}_J = \Pi \sum_{j=0}^{n-1} \frac{-\ln \Pi^j}{j!}$$

$$\Pi = \prod_{i=1}^N \mathcal{P}(S_i)$$

La variable $\mathcal{P}_J$ dóna la probabilitat conjunta per a les n partícules d'un jet de tenir totes un paràmetre d'impacte i nivell de significació compatibles amb ésser generades en el punt d'interacció.

La funció $\mathcal{P}_J$ es comporta com una densitat de probabilitat i per construcció :

$$0 \leq \mathcal{P}_J \leq 1$$

Aquesta funció de probabilitat va ser introduïda per la col·laboració ALEPH [ALE93] com a mètode d'identificació d'esdeveniments $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ per tal de fer la mesura $\Gamma_{Z \rightarrow b\bar{b}}/\Gamma_{Z \rightarrow \text{hadrons}}$. Posteriorment, DELPHI el va acoblar a la seua llibreria d'anàlisi [Bor94] i també per a mesurar $\Gamma_{Z \rightarrow b\bar{b}}$ [DEL95].

³D'ací el nom de *funció de resolució*.

⁴En general, per a un conjunt de n partícules, que poden ser les d'un jet, les d'un hemisferi o les de tot l'esdeveniment i definir així la probabilitat per jet, per hemisferi o per esdeveniment.

Els jets de gluons no contenen partícules capaces de tenir grans paràmetres d'impacte. Per tant, els jets de gluons i jets de quarks lleugers estan al mateix nivell. Contràriament, la probabilitat per a un jet de b o c , de posseir totes les partícules amb paràmetre d'impacte i nivell de significació compatibles amb ésser generades en el punt d'interacció, és petita. Així doncs, aquesta variable ens permet discriminar entre jets de quarks pesats i gluons.

$\mathcal{P}_J^+$

Per tal de fer la funció de probabilitat $\mathcal{P}$ més discriminant, la calculem amb només aquelles partícules de cada jet amb paràmetre d'impacte positiu ($\mathcal{P}_J^+$).

Aleshores, ens podem trobar amb una de les següents circumstàncies:

- un jet sense cap partícula amb paràmetre d'impacte positiu. Llavors assignem un valor arbitrari a $\mathcal{P}_J^+ = 1$.
- Un jet amb només una o dues partícules amb paràmetre d'impacte positiu⁵. Aleshores assignem un nou valor arbitrari a $\mathcal{P}_J^+ = 2$.
- En qualsevol altre cas, assignem a $\mathcal{P}_J^+$ el valor calculat.

D'ara en avant parlarem sempre de $\mathcal{P}_J^+$ com $\mathcal{P}_J$, i per tant:

$$\mathcal{P}_J = \mathcal{P}_J^+$$

⁵ Aquest cas ens pot portar a engany ja que, en un pla, dos trajectòries o són paral·leles o es creuen en algun punt. Com previament hem exigit que tingueren paràmetre d'impacte positiu, el punt d'intersecció ha de simular un vèrtex secundari (sempre que el nivell de significació siga suficient).

Figura 1.1.1. (a)

Figura 1.1.2. (b)

Figura 1.1.3. (c)

Figura 1.1.4. (d)

Figura 1.1.5. (e)

Figura 1.1.6. (f)

Figura 1.1.7. (g)

Figura 1.1.8. (h)

Figura 1.1.9. (i)

Figura 1.1.10. (j)

Figura 1.1.11. (k)

Figura 1.1.12. (l)

Figura 1.1.13. (m)

Figura 1.1.14. (n)

Figura 1.1.15. (o)

Figura 1.1.16. (p)

Figura 1.1.17. (q)

Figura 1.1.18. (r)

Figura 1.1.19. (s)

Figura 1.1.20. (t)

Apèndix C

Mètode d'ajust de les distribucions de multiplicitat

En aquest apèndix descriurem el mètode utilitzat per tal d'ajustar les distribucions de multiplicitat reconstruïda i així obtenir la generada.

Correcció de la multiplicitat

En les seccions 6.1.1 i 6.3.1 hem obtingut la multiplicitat reconstruïda per als jets de gluó i quark respectivament. Però aquestes no han estat corregides pels efectes de detector ni la puresa de la mostra. Així que abans de comparar les multiplicitats dels dos tipus de jets, caldrà corregir aquests efectes.

Al estudiar la multiplicitat dels jets, no es descarta una multiplicitat reconstruïda major que la generada. L'origen cal trobar-lo en que els algorismes de reconstrucció de jets poden assignar a un jet una partícula, diguem, generada per un altre jet.

Matriu del detector i distribucions de probabilitat

Sabem que un esdeveniment¹ per que ha estat generat amb n_0 partícules té una certa probabilitat d'esser reconstruït amb n partícules $P(n|n_0)$

¹En general farem l'argumentació parlant de la multiplicitat dels esdeveniments encara que el que diguem també serà aplicable a la multiplicitat dels jets.

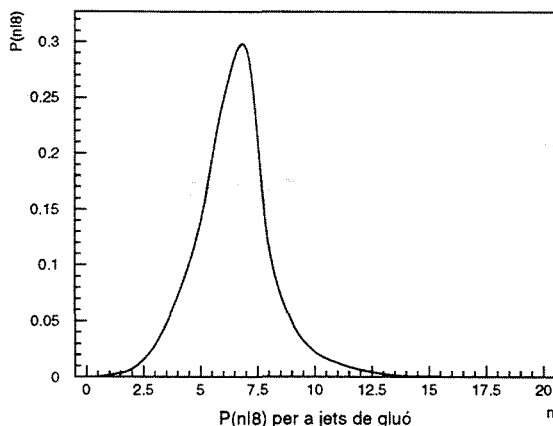


Figura C.1: Probabilitat que té un jet de gluó de JETSET 7.3 generat de huit partícules, d'esser reconstruït amb " n ".

amb $n = 0, 1, 2, \dots$. Aquestes probabilitats contenen els efectes del detector. Aleshores les podem calcular del Monte Carlo amb simulació de la resposta del detector al pas de les partícules (llegiu la secció 3.4 dedicada a DELSIM).

Amb un generador d'esdeveniments hadrònics² obtenim esdeveniments de multiplicitat fixa n_0 . Després simulem la resposta del detector (DELSIM) i finalment apliquem el programa de reconstrucció DELANA (secció 3.5). Llavors, veiem quantes vegades l'esdeveniment és reconstruït amb n partícules. Normalitzant la distribució de multiplicitat reconstruïda obtenim directament les probabilitats $P(n|n_0)$. En la figura C.1 tenim representades les probabilitats que té en DELPHI un jet de gluó generat per JETSET amb 8 partícules d'esser reconstruït amb " n " $P(n|8)$.

Un cop calculades les $P(n|n_0)$ construïm l'anomenada *matriu del*

²En el nostre cas hem utilitzat JETSET 7.3, però com el que volem és calcular els efectes del detector sobre la multiplicitat, els resultats han de ser independents del generador utilitzat.

detector, $D = [d_{ij}]$, que no és més que la matriu de migració. Els elements d_{ij} són exactament les probabilitats $P(i|j)$:

$$d_{ij} = P(i|j)$$

Siga doncs G^j la probabilitat de tenir un esdeveniment amb j partícules generades i R^i la probabilitat de trobar-ne un amb i partícules reconstruïdes. Aleshores:

$$R^i = d_{i1}G^1 + d_{i2}G^2 + d_{i3}G^3 + \dots = d_{ij}G^j$$

amb totes les probabilitats normalitzades:

$$\sum_j G^j = 1$$

$$\sum_i R^i = 1$$

$$\sum_i d_{ij} = 1$$

Independència de la matriu del model de fragmentació

Amb la tercera condició ens asegurem que la matriu no depen del generador de Monte Carlo utilitzat i sols ho fa de la simulació del detector. Cert és que la matriu D encara pot tindre certa dependència amb el generador de Monte Carlo. Per exemple: si en un generador X les partícules resulten més o menys colimades, el detector tindrà més o menys problemes per tal de distingir-les. Per tant la probabilitat de reconstruir n o n' partícules pot vore's lleugerament modificada. En tot cas, aquestes són unes correccions de segon ordre que anem a menysprear.

Equació matricial

Podem representar la relació entre les distribucions de multiplicitat reconstruïda i generada per la següent equació matricial:

$$\begin{pmatrix} R^1 \\ R^2 \\ R^3 \\ \vdots \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} & \dots \\ d_{21} & d_{22} & d_{23} & \dots \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & \dots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \end{pmatrix} \begin{pmatrix} G^1 \\ G^2 \\ G^3 \\ \vdots \end{pmatrix}$$

o senzillament:

$$R = DG$$

Incògnita

De l'equació $R = DG$ coneguem:

- experimentalment la distribució de multiplicitat reconstruïda, R (vegeu un exemple en la figura C.2).
- Del Monte Carlo la matriu del detector (figura C.3).

Però el que volem conèixer és la distribució de multiplicitat generada, G .

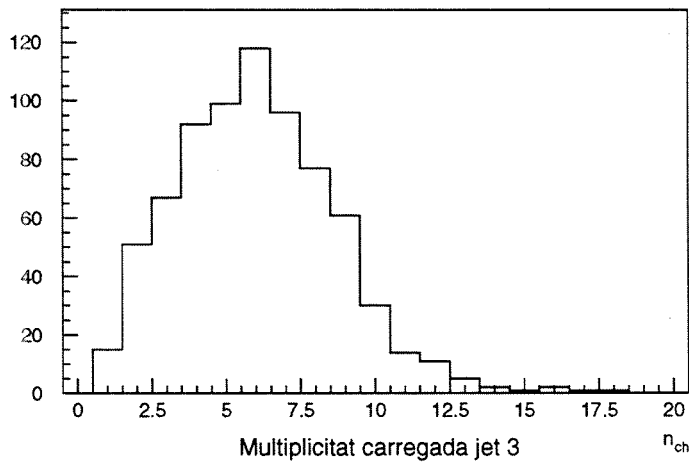


Figura C.2: Multiplicitat reconstruïda R^i per a jets de gluó de 20 GeV identificats amb el mètode 2vtx.

Inversió de la matriu del detector

La solució més immediata s'obté d'invertir la matriu D . Aleshores:

$$G = D^{-1}R$$

obtenint doncs la multiplicitat generada amb un simple mètode algèbric. Aquest mètode té un gran desavantatge: s'ha d'utilitzar un procediment de suavització a la matriu D per a evitar que les fluctuacions estadístiques creen estructures espúries en la distribució de G .

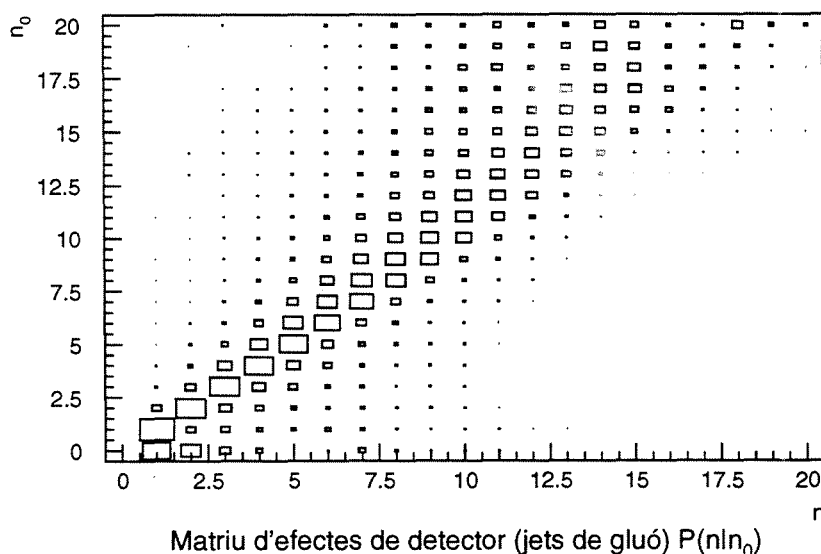


Figura C.3: Matriu de detector per als jets de gluons de 20 GeV. Cada fila està normalitzada. El tamany del quadrats és proporcional al valor absolut de l'element de matriu.

Mètode d'ajust de les distribucions

Per tal de conèixer la distribució de multiplicitat generada G a partir de l'equació $R = DG$ utilitzem un mètode d'ajust de les distribucions. Aquest mètode consisteix bàsicament en assumir que G segueix certa distribució de probabilitat P (Poisson, gausiana o binomial negativa per exemple). De convolucionar la distribució de probabilitat P amb la matriu d'efectes del detector D obtenim una distribució resultant R' . Aleshores ajustem el paràmetres característics de P per tal que R' siga lo més pareguda possible a la distribució de multiplicitat reconstruïda R (vegeu figura C.4).

La funció χ^2 que creem per tal d'ajustar els paràmetres característics de la distribució de probabilitat P , l'obtenim comparant canal a canal,

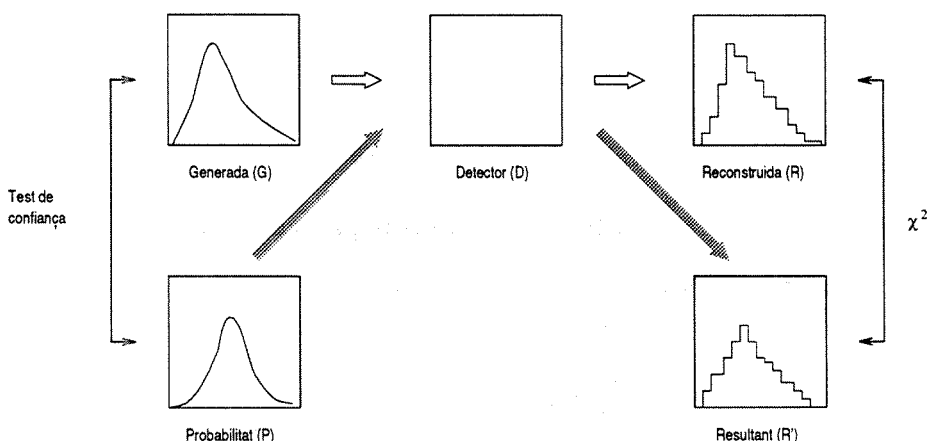


Figura C.4: Esquema del mètode d'ajust. Els efectes del detector ens distorsionen la distribució de multiplicitat generada (G). Distorsionem doncs de la mateixa manera la distribució P . Aleshores comparem la resultant R' amb la reconstruïda.

la multiplicitat reconstruïda, R , i resultant, R' :

$$\chi^2 = \sum_i \left(\frac{R^i - R'^i}{\varepsilon_{R'^i}} \right)^2$$

on $\varepsilon_{R'^i}$ és l'error de R'^i . Si prenem estadística de Poisson per al contingut de cada canal, aleshores l'error ve donat simplement per: $\varepsilon_{R'^i} = \sqrt{R'^i}$.

Dimensions

Les distribucions de multiplicitat en teoria tenen un gran abast, des de $n = 0$ fins $n \rightarrow \infty$. Però en la pràctica cal fitar l'extrem superior de forma que no es talle la distribució per a valors de n amb una freqüència important. Així doncs, utilitzem els següents límits segons estiguem ajustant diferents tipus de distribucions de multiplicitat:

- multiplicitat de jets: multiplicitat reconstruïda i generada amb 21 canals, des de $n = 0$ fins $n = 20$. La matriu del detector és de 21×21 .

- multiplicitat dels esdeveniments $q\bar{q}$ en sistema CM: prenem 41 canals per a la multiplicitat reconstruïda i generada. Aleshores la matriu del detector és 41×41 . Ademés com ací tractem la multiplicitat global de l'esdeveniment, a nivell de generació, no podem tenir un nombre senar de partícules carregades.

Distribució de probabilitat binomial negativa (NBD)

La probabilitat d'observar n bons esdeveniments, donats per una distribució binomial negativa de mitjana $\langle n \rangle$ i dispersió K , ve donada per:

$$P(n, \langle n \rangle, K) = \frac{\Gamma(n+K)}{\Gamma(n+1)\Gamma(K)} \frac{1}{\left(1 + \frac{K}{\langle n \rangle}\right)^n} \frac{1}{\left(1 + \frac{\langle n \rangle}{K}\right)^K} \quad (C.1)$$

Test de confiança

Per tal de dilucidar quina és la millor distribució de probabilitat que ens reproduïx la multiplicitat generada realitzem el següent **test de confiança**:

- i) prenem la distribució de multiplicitat carregada de tots els jets de gluons de 20 GeV del Monte Carlo (JETSET 7.3) a nivell de generació.
- ii) Construïm una $\chi^2_{TC} = \sum_i (G^i - P^i)^2 / \varepsilon_P^2$.
- iii) Ajustem amb MINUIT els paràmetres característics de P que minimitzen el χ^2 per a les següents distribucions de probabilitat: Poisson, gaussiana, NBD.
- iv) comprovem quina dona millor χ^2_{TC} i quina reproduïx més fidelment la mitjana de la distribució de multiplicitat generada dels jets de gluons:

$$\Delta n = \frac{|\langle n_G \rangle - \langle n_P \rangle|}{\langle n_G \rangle}$$

Distr.	$\langle n_G \rangle$ 20 GeV	$\langle n_P \rangle$	Δn
Poisson		8.28 ± 0.01	0.004
gaussiana	8.25 ± 0.01	8.17 ± 0.01	0.010
NBD		8.24 ± 0.01	0.001

El resultat d'aquest test de confiança ens indica que la distribució binomial negativa ens esdescriu millor les distribucions de multiplicitat d'un jet (i també d'un esdeveniment hadrònic en general [DEL91a]).

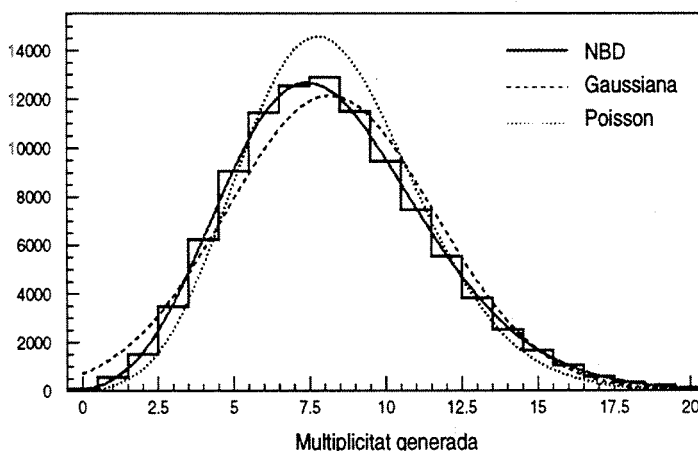


Figura C.5: Comparació de l'ajust de les tres distribucions. Observeu com la distribució binomial negativa és la que millor s'ajusta a la generada. Ho fa no sols en el pic sino en les cues de la distribució.

Test de confiança: procedimet complet

Si apliquem tot el procediment amb esdeveniments simulats, tenim un nou factor de distorsió de la multiplicitat, els efectes del detector. Aleshores, podem estudiar l'efecte sobre la mitjana de la NBD per a reproduir correctament la mitjana de la distribució de multiplicitat (taula C.1).

De la taula C.1 veiem que la resolució del procediment complet és de l'1%, en el pitjor dels casos.

Ajust de les distribucions de multiplicitat dels jets de gluó: efectes de detector i puresa

En la secció 5.5 hem explicat com obtenir quatre mostres de jets en base als següents criteris: identificació de un muó o electró inclusiu i, reconstrucció de 1vtx o 2vtx en els jets de quark. Cada una de les

Taula C.1: Resolució per al procediment complet, sobre la multiplicitat dels jets de quark, a nivell de generació, JETSET.

E (GeV)	$\langle n_G \rangle$	$\langle n_{NBD} \rangle$	$\Delta n/n(\%)$
10	6.09 ± 0.03	6.08 ± 0.05	0.2
15	6.46 ± 0.02	6.42 ± 0.03	0.6
20	6.83 ± 0.02	6.76 ± 0.02	1.0
25	7.22 ± 0.01	7.19 ± 0.01	0.4
30	7.71 ± 0.01	7.66 ± 0.01	0.6
35	8.20 ± 0.01	8.12 ± 0.01	1.0
40	8.61 ± 0.01	8.54 ± 0.01	0.8

mostres així seleccionades tenen un cert grau de puresa. Aleshores, per a una energia del jet ε la multiplicitat reconstruïda per a cada mostra de jets de gluó obtinguda amb aquest mètodes es pot expressar com:

$$R_t(\varepsilon) = p_{gt}(\varepsilon)R_g(\varepsilon) + (1 - p_{gt})R_{ct}(\varepsilon)$$

on $t = \mu, e, 1vtx, 2vtx$ és l'índex de la mostra. $p_{gt}(\varepsilon)$ és la puresa dels jets de gluó d'energia ε en la mostra t . $R_g(\varepsilon)$ és la multiplicitat reconstruïda per als jets de gluó i $R_{ct}(\varepsilon)$ la dels jets de quark que contaminen la mostra.

Llavors, suposem que a nivell de generació podem expressar la multiplicitat de la mateixa manera, amb $G_g(\varepsilon)$ la multiplicitat verdadera dels jets de gluó i $G_{ct}(\varepsilon)$ la dels jets de quark que contaminen la mostra:

$$G_t(\varepsilon) = p_{gt}(\varepsilon)G_g(\varepsilon) + (1 - p_{gt})G_{ct}(\varepsilon)$$

i per tant:

$$R_t(\varepsilon) = DG_t(\varepsilon)$$

Nosaltres desconeguem $G_t(\varepsilon)$. El que fem doncs és generar una distribució de multiplicitat $P_t(\varepsilon)$ assumint que tant $G_g(\varepsilon)$ com $G_{ct}(\varepsilon)$ poden ésser aproximades per una NBD:

$$G_g(\varepsilon) \rightarrow P_g(\varepsilon)$$

$$G_{ct}(\varepsilon) \rightarrow P_{ct}(\varepsilon)$$

$$P_t(\varepsilon) = p_{gt}(\varepsilon)P_g(\varepsilon) + (1 - p_{gt})P_{ct}(\varepsilon)$$

i per tant al convolucionar aquesta distribució amb la matriu del detector obtenim la distribució resultant $R'_t(\varepsilon)$:

$$R'_t(\varepsilon) = DP_t(\varepsilon)$$

Aleshores construïm una funció χ_t^2 per a cada mostra:

$$\chi_t^2 = \sum_i \left(\frac{R^i - R'^i}{\varepsilon_{R^i}} \right)^2$$

Un cop tenim χ_t^2 podem ajustar cada distribució experimental de la multiplicitat dels jets de gluó per a cada mètode $t = \mu, e, 1vtx, 2vtx$ per separat o bé les quatre simultàniament:

$$R'_\mu(\varepsilon) = D(\varepsilon) [p_{g\mu}(\varepsilon)P_g(\varepsilon) + (1 - p_{g\mu})P_{c\mu}(\varepsilon)]$$

$$R'_e(\varepsilon) = D(\varepsilon) [p_{ge}(\varepsilon)P_g(\varepsilon) + (1 - p_{ge})P_{ce}(\varepsilon)]$$

$$R'_{1vtx}(\varepsilon) = D(\varepsilon) [p_{g1vtx}(\varepsilon)P_g(\varepsilon) + (1 - p_{g1vtx})P_{c1vtx}(\varepsilon)]$$

$$R'_{2vtx}(\varepsilon) = D(\varepsilon) [p_{g2vtx}(\varepsilon)P_g(\varepsilon) + (1 - p_{g2vtx})P_{c2vtx}(\varepsilon)]$$

on per supost la multiplicitat del jet de gluó $P_g(\varepsilon)$ és la mateixa en les quatre ocasions³ i la contribució de la contaminació $P_{gt}(\varepsilon)$ depen de cada mostra en particular. $D(\varepsilon)$ és la matriu de detector per a eixa determinada energia. Llavors prenem un χ^2 global amb:

$$\chi^2 = \chi_\mu^2 + \chi_e^2 + \chi_{1vtx}^2 + \chi_{2vtx}^2$$

Aleshores ens trobem amb un total de 14 paràmetres en l'ajust simultani de les quatre distribucions. A saber:

- $\langle n_g \rangle$ i k_g de la NBD per a la multiplicitat del gluó (2).
- $\langle n_t \rangle$ i k_t de la NBD per a la multiplicitat de la contaminació de cada mètode $t = \mu, e, 1vtx, 2vtx$ ($4 \times 2 = 8$)
- la normalització de cada mostra (4).

Aleshores realitzem l'ajust utilitzant MINUIT minimitzant el χ^2 . En la figura 7.1 tenim un exemple del resultat de l'ajust de les quatre distribucions simultàniament.

³Puix en la secció 6.1.1 hem demostrat que no hi ha cap biaix entre les multiplicitats dels jets de gluó reconstruïdes per diferents mètodes.

Ajust de les distribucions de multiplicitat dels jets de quark: efectes de detector i puresa

En la secció 8.3 hem obtingut la multiplicitat reconstruïda dels jets de quark. Ara corregim els efectes de detector i puresa de nou amb el mètode de la NBD. Com en el cas dels gluons, assumim que la multiplicitat reconstruïda dels jets de quark es pot descompondre en les següents contribucions:

$$R_q(\varepsilon) = p_q(\varepsilon)R_q(\varepsilon) + C_{qq}R_q(M_Z/2) + C_{\tau\tau}R_{\tau\tau}$$

on $R_q(\varepsilon)$ és la multiplicitat reconstruïda per als jets de quark d'energia ε . $p_q(\varepsilon)$ és la puresa dels jets de quark d'eixa energia⁴. $R_q(M_Z/2)$ és la multiplicitat dels jets de quark d'energia $M_Z/2$ i C_{qq} la seua fracció en la mostra. $C_{\tau\tau}$ ens dona la fracció d'esdeveniments $Z^0 \rightarrow \tau\tau\gamma$. Finalment $R_{\tau\tau}$ és la multiplicitat dels jets de τ , multiplicitat que no depen de l'energia.

A nivell de generació:

$$G_q(\varepsilon) = p_q(\varepsilon)G_q(\varepsilon) + C_{qq}G_q(M_Z/2) + C_{\tau\tau}G_{\tau\tau}$$

on considerem que els jets de τ són de tres partícules:

$$G_{\tau\tau} = (0, 0, 1, 0, \dots)$$

Si ara substituïm $G_q(\varepsilon)$ i $G_q(M_Z/2)$ per dues NBD:

$$G_q(\varepsilon) \rightarrow P_q(\varepsilon)$$

$$G_q(M_Z/2) \rightarrow P_q(M_Z/2)$$

aleshores

$$P_q(\varepsilon) = p_q(\varepsilon)P_q(\varepsilon) + C_{qq}P_q(M_Z/2) + C_{\tau\tau}G_{\tau\tau}$$

que ens dona la multiplicitat resultant R' si convolucionem amb la matriu del detector:

$$R'(\varepsilon) = D(\varepsilon)P(\varepsilon)$$

⁴Recordem que és la puresa de tindre jets de quarks de l'energia ε que s'especifica. Part de la contaminació prové d'aquells jets de quark però d'energia diferent, $M_Z/2$.

Aquesta multiplicitat resultant es compara amb la reconstruïda utilitzant una funció χ^2 :

$$\chi^2 = \sum_i \left(\frac{R^i - R'i}{\varepsilon_{R'i}} \right)^2$$

que minimitzem amb MINUIT ajustant els paràmetres de la NBD per a P_q . Cinc són els paràmetres a ajustar:

- $\langle n_q \rangle$ i k_q de la NBD per a la multiplicitat del quark (2).
- Els paràmetres de la NBD dels jets de quark d'energia $M_Z/2$ (2).
- la normalització de la mostra (1).

La puresa dels jets de quark d'energia ε , la contribució dels jets de quark d'energia $M_Z/2$ i la contaminació de $\tau^+\tau^-$ són les extremitats directament de la generació.

Dimensions de la matriu

A causa de la baixa estadística de jets de quarks, hem canviat les dimensions de la matriu i dels vectors de multiplicitat, prenent ara 11 components: multiplicitat zero, i agrupant de 1 a 20 de dos en dos. La matriu és doncs 11×11 . Els errors originats per la diferent amplitud dels canals s'incloen dins de l'error sistemàtic.

Ajust de les distribucions de multiplicitat del sistema $q\bar{q}$ en centre de masses: efectes de detector i puresa

Per tal de realitzar els ajusts de les distribucions de multiplicitat amb aquest mètode hem fet les següents suposicions:

- i) corregir les dades de 1992 i de 1993 per separat.
- ii) Per a cada interval d'energia, hem construït una matriu de migració o d'efectes del detector.
- iii) Per a cada interval d'energia, la multiplicitat reconstruïda té una triple contribució:
 - a) la multiplicitat verdadera: $n_{ch\ q\bar{q}}(\sqrt{s'})$,
 - b) la contaminació per mala identificació: $n_{co\ q\bar{q}}(M_Z)$,
 - c) La contaminació de $Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$: $n_{ch\ \tau\tau}$.

- iv) Hem fixat $n_{co\ q\bar{q}}(M_Z) = 20.96$, corresponent a la multiplicitat carregada per aquells esdeveniments hadrònics amb una energia en centre de masses $\sqrt{s} = M_Z$, que passen la nostra selecció.
- v) Hem fixat $n_{ch\ \tau\tau} = 6$, assumint que els dos τ es desintegren donant tres pions, necessari per tal de satisfer la selecció hadrònica.
- vi) per a cada interval d'energia, la proporció d'esdeveniments contaminants, tant de $q\bar{q}$ a $\sqrt{s} = M_Z$ i de $\tau^+\tau^-$ és aquella que ve donada per la simulació.

Bibliografia

- [ADKT85] Y.I. Azimov, Y.L. Dokshitzer, V.A. Khoze, and S. Troyan. Study of the subjet structure of quark and gluon jets. *Phys. Lett. B*, 165:147–150, 1985.
- [ADLO93] ALEPH, DELPHI, L3, and OPAL. Updated parameters of the Z^0 resonance from combined preliminary data of the LEP experiments. *CERN-PPE/93-157*, 1993.
- [ALE92] ALEPH coll. Evidence for the Triple-Gluon Vertex from Measurements of the QCD Colour Factors in Z Decay into 4 Jets. *Phys. Lett. B*, 284:151, 1992.
- [ALE93] ALEPH coll. A precise measurement of $\Gamma_{Z \rightarrow b\bar{b}}/\Gamma_{Z \rightarrow \text{hadrons}}$. *Phys. Lett. B*, 313:535–548, 1993.
- [ALE94a] ALEPH coll. Quark-gluon jet properties with a lifetime tag in ALEPH. *ICHEP 94*, *gls0539*, 1994.
- [ALE94b] ALEPH coll. Relative particle flows in $q\bar{q}g$ and $q\bar{q}\gamma$ events at $\sqrt{s} = 91.2\text{GeV}$. *ICHEP 94*, *gls0543*, 1994.
- [ALE95a] ALEPH coll. Study of the subjet structure of quark and gluon jets. *Phys. Lett. B*, 346:389–398, 1995.
- [ALE95b] ALEPH coll. Test of the flavour independence of α_s . *CERN-PPE/95-018*, 1995.
- [All89] P. Allen et al. The TSU: A Fastbus Module for the TOF Detector of DELPHI. *Nuclear Instruments and Methods A*, 277:347–357, 1989.
- [AMY89] AMY coll. *Physics Review Lett.*, 63:1772, 1989.

- [Ang94] A. De Angelis. Properties of the $Z^0 \rightarrow \bar{b}b$ Events. *Proceedings of the XXIV Symposium on Multiparticle Dynamics, Vietri Sul Mare, Italia*, 1994.
- [Bar95] O. Barring et al. Identification of gluon jets with a neural network technique. *Proceedings of the conference Applications and Science of Artificial Neural Networks, Orlando, 17-21 April*, 1995.
- [BCGG95] F. Bianchi, P. Chlipanikov, L. Gerdyukov, and A. Giovannini. A study of the ratio of quark and gluon jet mean charged particle multiplicity at LEP by the correlation method. *DELPHI Note 95-40 Phys 483*, 1995.
- [Ben90] J. M. Benlloch et al. Physical Properties of the TOF (Time Of Flight) Scintillation Counter of DELPHI. *Nuclear Instruments and Methods A*, 290:327-334, 1990.
- [Bet94] S. Bethke. Summary of α_s measurements. *Proceedings of the QCD94 Conf., Montpellier, France, 7-13 July*, pages 198-214, 1994.
- [BO90] G. Ballocci and R. Odorico. *Nuclear Physics B*, 345:173-185, 1990.
- [Bor94] G.V. Borisov. Lifetime tag of events $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ with the DELPHI detector. AABTAG program. *DELPHI NOTE, Pendent de publicació*, 1994.
- [BS90] N. Brown and W.J. Stirling. Jet Cross Section at Leading double logarithm in e^+e^- annihilation. *Phys Lett. B*, 252:657-662, 1990.
- [BS92] S. Bethke and W.J. Stirling. New Jet Cluster Algorithms: Next to leading Order QCD and Hadronization Corrections. *Nuclear Physics B*, 370:310-334, 1992.
- [CEL82] CELLO coll. Topology of Hadronic e^+e^- Annihilation Events at 22 and 34 GeV CM Energy. *Physics Letters B*, 110:329-334, 1982.
- [Chl93] P.V. Chlipanikov et al. Study of the multiplicity in hadron reaction. *Nucl. Phys. B*, 300:183, 1993.

- [Chr94] J.T.M. Chrin. A study of the differences in charged multiplicity between bottom and light quark initiated events. *Proceedings of the XXVII Int. Conf. on High Energy Physics: Pa-11, Glasgow, UK, 20-27 July*, pages 893–896, 1994.
- [CLE92] CLEO coll. *Phys Rev. D*, 46:4822, 1992.
- [CS87] P. Carruthers and C.C. Smith. The phenomenological analysis of hadronic multiplicity distributions. *Int. Journal of Modern Phys. A*, 5:1447–1547, 1987.
- [CUB93] P.V. Chlipanikov, V.A. Uvarov, and F. Bianchi. Systematics in Properties of Jets Reconstructed by the Jet-Finding Algorithms. *Phys Lett. B*, 300:183–189, 1993.
- [dBW93] H. de Boeck and G. Wilkinson. MUFLAG: A framework for muon identification. *DELPHI NOTE 93-14 PHYS 263*, 1993.
- [DEL91a] DELPHI coll. Charged particle multiplicity distributions in Z^0 hadronic decays. *Zeit. Phys. C*, 50:185–194, 1991.
- [DEL91b] DELPHI coll. The DELPHI detector at LEP. *Nuclear Inst. and Meth. A*, 303:233, 1991.
- [DEL93] DELPHI coll. Determination of α_s for b quarks at the Z^0 Resonance. *Physics Letters B*, 307:221–236, 1993.
- [DEL94a] DELPHI coll. A study of differences in quark and gluon jet fragmentation. *ICHEP 94, gls0187*, 1994.
- [DEL94b] DELPHI coll. Production of charged particles, K_s^0 , $K^\pm$, p , and Λ in $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ Events. *Phys. Lett. B*, 347:447, 1994.
- [DEL95a] DELPHI coll. Energy dependence of the differences between the quark and gluon jet fragmentation. *Pendent de publicació*, 1995.
- [DEL95b] DELPHI coll. Production of charged particles, K_s^0 , $K^\pm$, p and Λ in $Z \rightarrow b\bar{b}$ events and in the decay of b hadrons. *Physics Letter B*, 347:447, 1995.

- [DEL95c] DELPHI coll. Study of prompt photon production in Hadronic Z^0 Decays. *Zeit. Phys. C (Pendent de publicació)*, 1995.
- [DEL95d] DELPHI coll. Tuning and test of the fragmentation models based on identified particles and precision event shape data. *Contribution to the EPS 95 Conference, Bruseles, EPS-548*, 1995.
- [DEL93] DELPHI coll. Measurement of the triple-gluon vertex from 4-jet events at LEP. *Zeit. Phys. C*, 59:357, 93.
- [DEL95] DELPHI coll. Measurement of the $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had}$ branching ratio of the Z by double Hemisphere tagging. *Zeit. Phys C*, 65:587, 95.
- [Dok91] Yu. L. Dokshitzer et al. *Basics of perturbative QCD*. Editions Frontières, 1991.
- [dREFG78] A. de Rújula, J. Ellis, Floratos, and K. Gaillard. QCD Predictions for Hadronic Final States in e^+e^- Annihilation. *Nuclear Physics B*, 138:387-429, 1978.
- [Duc93] D. Duchesneau. *Etude du rayonnement électromagnétique des quarks primaires produits dans les désintégrations hadroniques du Z avec le détecteur L3 au LEP*. PhD thesis, Université de Genève, 1993.
- [Esp95] D. Espriu. Perturbative QCD. *Proceedings of the XXII Int. Meet. on Fundamental Physics: Jaca, Espanya, Febrer 1994*, 1995.
- [Fan93] Cheng-Gang Fan. *Measurement of Gluon Spin-Sensitive Quantities at the Z^0 Resonance*. PhD thesis, SLAC-424, 1993.
- [Fer86] R. Fernow. Introduction to Experimental Particles Physiscs. *Cambridge University Press*, 1986.
- [FF78] Field and Feynman. *Nucl. Phys. B*, 136:1, 1978.
- [Fod90] Z. Fodor. How to see the differences between quark and gluon jets. *Physical Review D*, 41:1726-1730, 1990.

- [Fod91] Z. Fodor. Differences between quark and gluon jets at LEP. *Phys. Lett. B*, 263:305–310, 1991.
- [Fus94] J. Fuster. Recent Results on QCD at LEP. *XXII International meeting on fundamental Physics, Jaca, Espanya, Febrer*, 1994.
- [GJH95] M.A. Graham, L.M. Jones, and S. Herbin. neural network classification of quark and gluon jets. *Physical review D*, 51:4789–4807, 1995.
- [GM85] J.B. Gaffney and A.H. Mueller. $\alpha(Q^2)$ correccions to particle multiplicity ratios in gluon and quark jets. *Nucl. Phys. B*, 250:109–142, 1985.
- [Han75] G. Hanson et al. Evidence for Jet Structure in Hadron Production by e^+e^- Annihilation. *Physical Review Letters*, 35:1609–1612, 1975.
- [HBO92] HBOOK. *HBOOK reference manual*. CERN program Library, Octobre 1992.
- [Hes95] H. Hessling. On particle-like jets. *DESY 95-096, hep-th/9504297*, 1995.
- [Jac94] C. Jacobson et al. Jet identification based on probability calculations using Bayes' Theorem. *DESY 94-217*, 1994.
- [JAD80] JADE coll. Observation of Planar Three-Jet events in e^+e^- Annihilation and Evidence For Gluon Bremsstrahlung. *Phisycs Letters B*, 91:142–147, 1980.
- [JAD82a] JADE coll. Differential Three-Jet cross Section in e^+e^- Annihilation and Comparison with Second Order Predictions of QCD and Abellian Vector Theory. *Physics Letters B*, 119:239–244, 1982.
- [JAD82b] JADE coll. Observation of Four Jet Structure in e^+e^- Annihilation at $\sqrt{s} = 33$ GeV. *Physics Letters B*, 115:338–345, 1982.

- [JAD83] JADE coll. Experimental evidence for differences in $\langle p_{\perp} \rangle$ between quark and gluon jets. *Physics Letters B*, 123:460–466, 1983.
- [JAD86] JADE coll. Experimental Studies on Multijet Production in e^+e^- Annihilation at PETRA Energies. *Z. Phys. C*, 33:23–31, 1986.
- [JAD91] JADE coll. A Comparison of Measured jet cross sections with QCD calculations for e^+e^- Annihilation. *Z. Phys. C*, 49:29–41, 1991.
- [Jam92] F. James. *MINUIT. Function Minimization and Error Analysis*. CERN program Library, March 1992.
- [Kla95] O. Klapp. *Quark- und gluonjets aus Z-zerfällen – Vergleichende studien des jetendzustandes und der substruktur*. PhD thesis, Universität Wuppertal. WU D 95-15, 1995.
- [Kre93] C. Kreuter. *Longitudinal shower development in the DELPHI electromagnetic calorimeter HPC*. PhD thesis, Universität Karlsruhe. IEKP-KA/93-9, 1993.
- [Kun81] Z. Kunst. Comment on the $O(\alpha_s^2)$ corrections to jet-production in e^+e^- annihilation. *Physics Letters B*, 99:429–432, 1981.
- [L3 91] L3 coll. *Phys. Lett. B*, 271, 1991.
- [L3 95] L3 coll. Energy and particle flow in three-jet and radiative two-jet events from hadronic Z decays. *Physics Letters B*, 345:74–84, 1995.
- [Leo87] W.R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer-Verlag, 1987.
- [MAR79a] MARK-J coll. Discovery of Three-Jet Events and a Test of Quantum ChromoDynamics at PETRA. *Physical Review Letters*, 43:830–833, 1979.
- [MAR79b] MARK-J coll. Measurement of the Relative Total Hadronic cross Section R at PETRA. *Physical Review Letters*, 42:1113–1117, 1979.

- [MAR79c] MARK-J coll. Tests of Quantum ChromoDynamics and a Direct Measurement of the Strong Coupling Constant α_s at $\sqrt{s}=30$ GeV. *Physics Letters B*, 89:139–144, 1979.
- [MAR85] MARK II coll. *Physics Review Lett. B*, 55:1954, 1985.
- [MAR92] MARK II coll. *Physics Review D*, 46:453, 1992.
- [MCF⁺94] S. Martí, J. Chrin, J. Fuster, C. Lacasta, and J. Valls. Differences between quark and gluon jets in DELPHI at LEP. *Proceedings of the QCD94 Conf., Montpellier, France, 7-13 July*, pages 131–133, 1994.
- [MN92] M.L. Mangano and P. Nason. *Phys. Lett. B*, 285:160, 1992.
- [Mut87] T. Muta. *Foundations of Quantum ChromoDynamics*. World Scientific, 1987.
- [Odo84] R. Odorico. *Comp. Phys. Comm.*, 32:139, 1984.
- [OPA91] OPAL coll. A model independent observation of the string effect using quark tagging at LEP. *Phys. Lett. B*, pages 334–346, 1991.
- [OPA93] OPAL coll. *Zeit. Phys. C*, 60, 1993.
- [OPA94] OPAL coll. QCD Studies Using a Cone-based Jet Finding Algorithm for e^+e^- Collisions at LEP. *Zeit. Phys. C*, 1994.
- [OPA95a] OPAL coll. A model independent measurement of quark and gluon jet properties and differences. *CERN-PPE/95-075*, 1995.
- [OPA95b] OPAL coll. Investigation of the string effect using final state photons. *CERN-PPE/95-083*, 1995.
- [OPA95c] OPAL coll. Measurement of the multiplicity of charm quark pairs from gluons in hadronic Z^0 decays. *CERN-PPE/95-058*, 1995.
- [PDG94] PDG. Review of Particle Properties. *Physical Review D*, 50, 1994.

- [PEP85] PEP coll. Comparison of charged particle multiplicities in quark and in gluon jets produced in e^+e^- annihilation at 29 GeV. *Physics Letter B*, 165:449–453, 1985.
- [Pho94] PHILIPS Photonics. Photomultiplier Tubes: Principles and applications. *Philips publication*, 1994.
- [Pic94] A. Pich. Quantum Chromo Dynamics. Yellow Report, 1994 European School of High Energy Physics, Sorrento, Italia, 1994.
- [PLU79] PLUTO coll. Evidence for Gluon Bremsstrahlung in e^+e^- Annihilations at High Energies. *Physys Letters B*, 86:418–424, 1979.
- [PLU80] PLUTO coll. A Study of Multi-jet Events in e^+e^- Annihilation. *Physics Letters B*, 97:459–464, 1980.
- [PT84] P. Pascual and R. Tarrach. QCD: Renormalization for the practitioner. *Springer-Verlag*, 1984.
- [Rad94] F. Rademakers. *PIAF: The Parallel Interactive Analysis Facility*. CERN CN report CERN/CN/94/9, 1994.
- [S. 91] S. Catani and B.R. Webber. New Clustering Algorithm for Multijet Cross Sections in e^+e^- annihilation. *Physics Letters B*, 269:432–437, 1991.
- [Sjo93] T. Sjostrand. *PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4: Physics and Manual*. CERN Program Library, 1993.
- [Sjo94] T. Sjostrand. *Computer Physics Commun.*, 82:74, 1994.
- [SRB95] A. Santamaria, G. Rodrigo, and M. Bilenky. Three-Jet Production at LEP and the Bottom quark mass. *Nuc. Phys B*, 439:505, 1995.
- [SW77] G. Sterman and S. Weinberg. Jets from Quantum Chromodynamics. *Phys. Rev. Lett.*, 39:1436–1439, 1977.
- [TAS79a] TASSO coll. Evidence for planar events in e^+e^- annihilation at high energies. *Physys Letters B*, 86:243–249, 1979.

- [TAS79b] TASSO coll. Properties of Hadron Final States in e^+e^- annihilation at 13 GeV and 17 GeV Center of Mass Energies. *Physics Letters B*, 83:261–266, 1979.
- [TAS80] TASSO coll. Evidence for a Spin 1 gluon in Three Jet Events. *Physics Letters B*, 97:453–458, 1980.
- [TAS84] TASSO coll. Jet Production and Fragmentation in e^+e^- Annihilation at 12–43 GeV. *Zeitschrift für Physik C*, 22:307–340, 1984.
- [TAS89] TASSO coll. *Zeit. Phys. C*, 45:1, 1989.
- [UA282] UA2 coll. Observation of Very Large Transverse Momentum Jets at the $\bar{p}p$ Collider. *Physics Letters B*, 118:203–210, 1982.
- [Val94] J.A. Valls Ferrer. *Determinación de la constante de acoplamiento fuerte para quarks b , $\alpha_b^b(M_Z)$ con el detector DELPHI de LEP*. PhD thesis, Universitat de València (Estudi General), 1994.
- [VEN93] VENUS coll. Particle spectrum in gluon jets produced in e^+e^- annihilations at $\sqrt{s}$ around 58 GeV. *Physics Rev. Lett. B*, 71:38–41, 1993.
- [Web84] B.R. Webber. Average multiplicities in jets. *Physics Letters B*, 143:501–504, 1984.
- [WMKS93] B. Webber, G. Marchesini, I.G. Knowles, and M. Seymour. HERWIG: a Monte Carlo event generator for simulating Hadron Emission Radiation With Interfering Gluons. *CERN Program Library*, 1993.
- [YM54] C.N. Yang and R.L. Mills. *Physics Rev.*, 96:191, 1954.
- [Ynd92] F.J. Ynduráin. *The Theory of Quark and Gluon Interactions*. Springer Verlag, 1992.
- [Zun93] J. Zuniga Román. *Estudio de la resonancia Z^0 a través de la dispersión Bhabha a alto ángulo en el experimento DELPHI*. PhD thesis, Universitat de València (Estudi General), 1993.