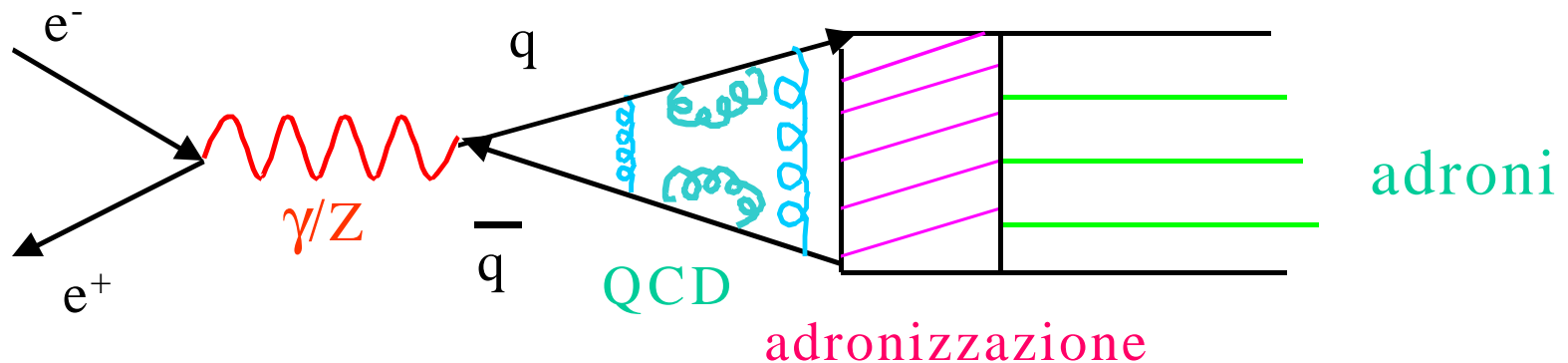


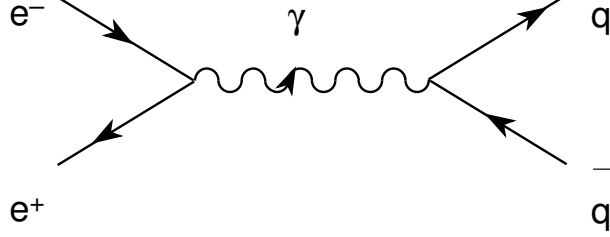
QCD e frammentazione

Il canale piu' pulito per studiare effetti di QCD e quello dell'annichilazione e^+e^- in coppie quark-antiquark e successivamente "frammentazione" di questi in adroni:



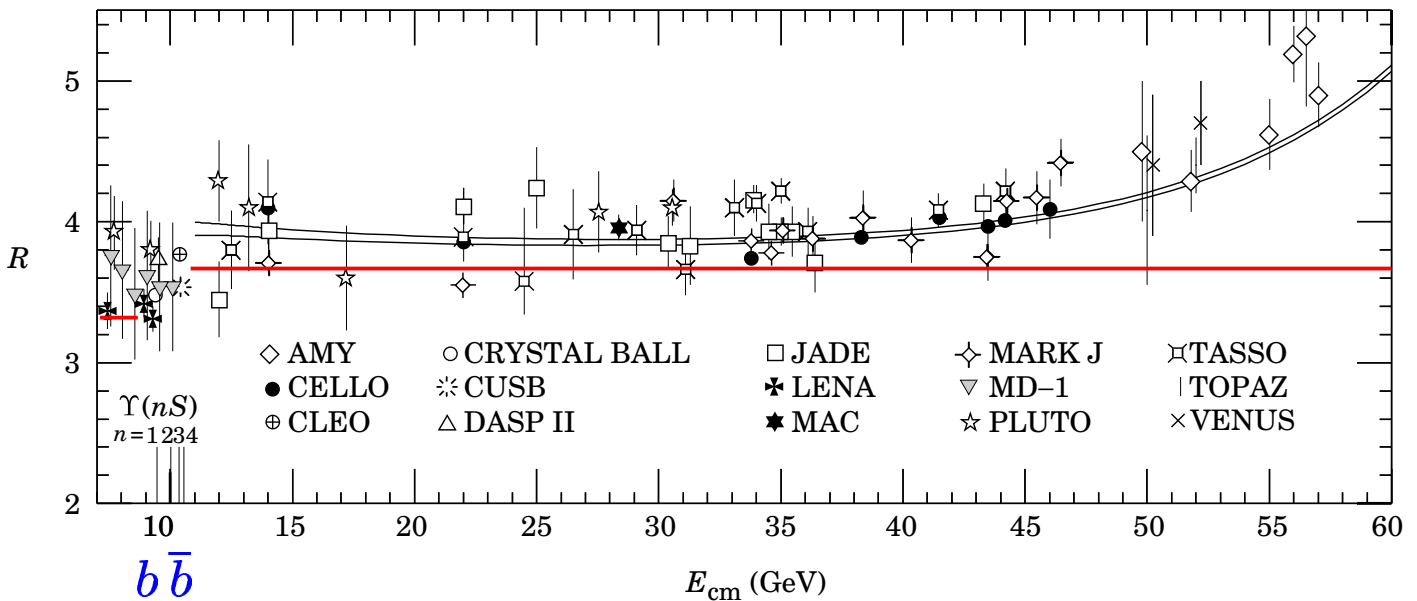
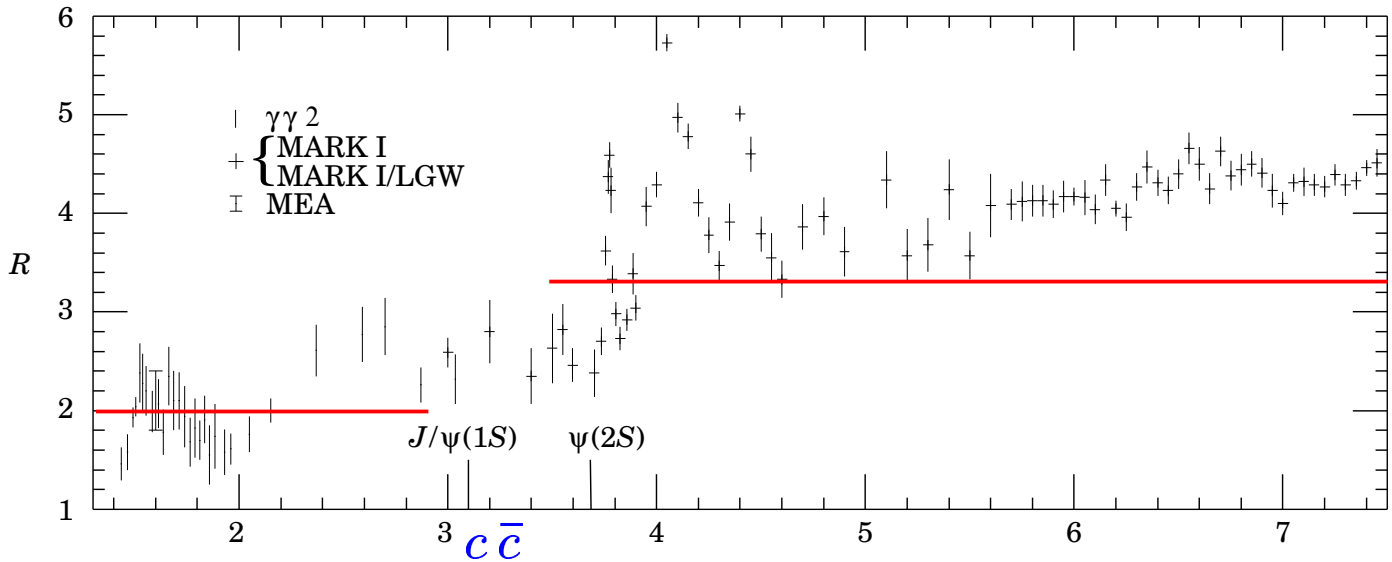
La sezione d'urto, all'ordine piu' basso e' puramente elettrodebole e vale, nel caso di scambio di un fotone:

$$s_0 = 3 \sum_q Q_q^2 s_{mm} \text{ con } s_{mm} = \frac{4pa^2}{3s}$$

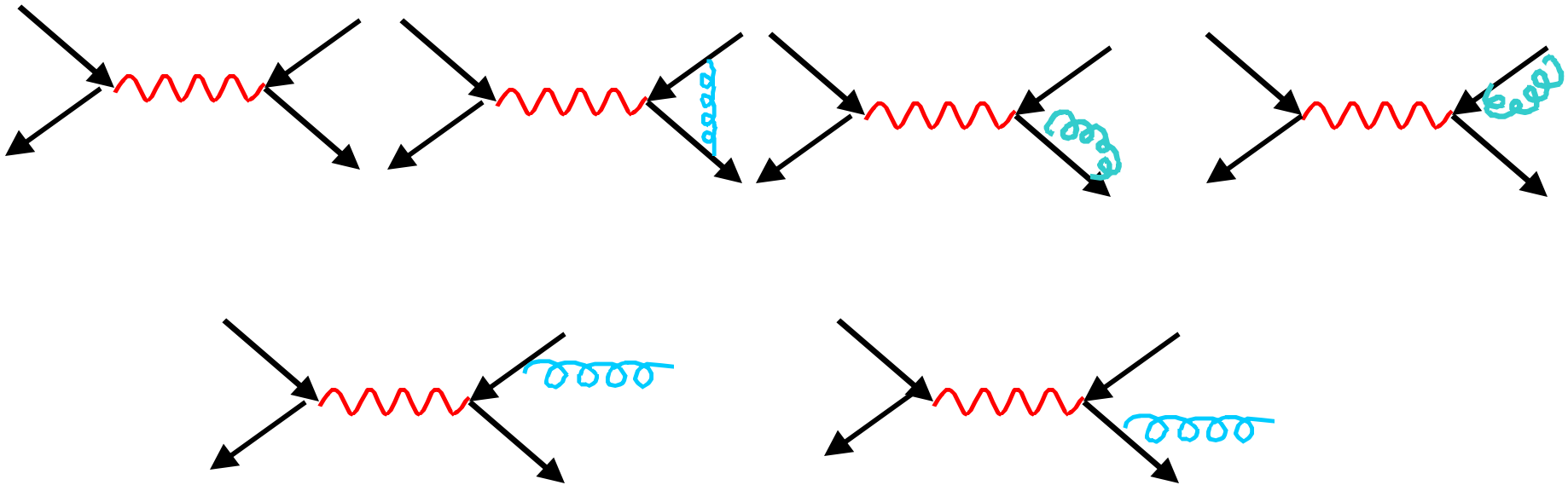


$$R \equiv \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrons})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} \approx \frac{\sum_q \sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} \approx N_C \sum_q Q_q^2$$

$$= \begin{cases} \frac{2}{3} N_C & , \quad (u, d, s) \\ \frac{10}{9} N_C & , \quad (u, d, s, c) \\ \frac{11}{9} N_C & , \quad (u, d, s, c, b) \end{cases}$$



A **ordine** α_s correzioni sono calcolate dai seguenti diagrammi con gluoni reali o virtuali



Gli ultimi due diagrammi corrispondono a emissione di gluoni reali e quindi danno luogo a tre partoni nello stato finale (3 jet).

La sezione d'urto per questo processo vale (σ_0 e' la sezione d'urto elettromagnetica

$$\sigma_0 = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} Q_f^2 \text{ oppure al polo dello } Z : \sigma_0 = \frac{4\pi\alpha^2 k^2}{3\Gamma_Z^2} (A_e^2 + V_e^2)(A_f^2 + V_f^2), k = \frac{\sqrt{2}G_F M_Z^2}{16\pi}$$

$$\sigma^{q\bar{q}g} = \sigma_0 3 \int dx_1 dx_2 C_F \frac{\alpha_s}{2p} \frac{x_1^2 + x_2^2}{(1-x_1)(1-x_2)}$$

con $x_1 = \frac{2E_q}{\sqrt{s}}, x_2 = \frac{2E_{\bar{q}}}{\sqrt{s}}$ frazione di energia tr asportata dai due quark

con i limiti di integrazione: $x_1 \geq 0, x_2 \leq 1, x_1 + x_2 \geq 1$

e $C_F = \text{fattore di colore } q\bar{q}g = 4/9$

Si vede però che gli integrali divergono ai contorni a $x_{1,2}=1$, a questi valori si verifica facilmente che il gluone o è collineare (divergenza collineare) a uno dei quark oppure la sua energia tende a zero (divergenza infrarossa). Abbiamo bisogno di una procedura di regolarizzazione, ad es. facendo il calcolo in >4 dimensioni e sommando i contributi da gluoni reali e virtuali: nel limite a 4 dimensioni le divergenze si elidono:

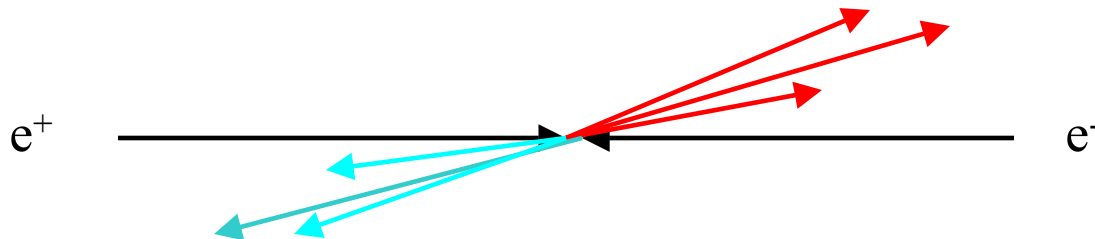
$$\sigma_T = 3\sigma_0 \left\{ 1 + \frac{\alpha_s}{\pi} + O(\alpha_s^2) \right\}$$

Paragonata ai dati sperimentali si
Estrae un valore di $\alpha_s \sim 0.1-0.5$

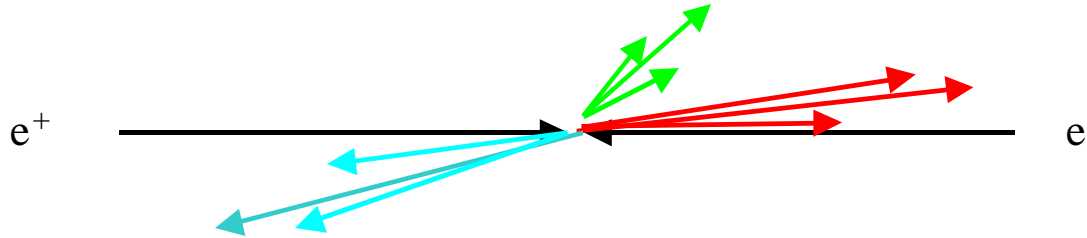
Ma quale è la cinematica dei partoni (jet) nello stato finale?

Al livello più basso ho semplicemente la reazione: $e^+ e^- \rightarrow q\bar{q}$

Se la frammentazione dei quark in adroni ha impulso trasverso limitato rispetto all'asse di volo dei quark, l'evento risulterà come **2 jet "back to back"**.



Il processo $e^+ e^- \rightarrow q \bar{q} g$ e' a ordine α_s tuttavia la sua misurabilita' dipende dalla capacita' sperimentale di separare il jet gluonico dagli altri due in termini di energia e di separazione angolare:



La richiesta che il terzo jet, da gluone sia separato dagli altri due nello spazio delle fasi elimina le configurazioni collineari e "soft" e quindi le divergenze e permette quindi il calcolo perturbativo. La sezione d'urto per $e^+ e^- \rightarrow q \bar{q} g$

$$\text{vale : } \frac{1}{\mathbf{s}} \frac{d^2 \mathbf{S}}{dx_1 dx_2} = C_F \frac{\mathbf{a}_s}{2\mathbf{p}} \frac{x_1^2 + x_2^2}{(1-x_1)(1-x_2)}$$

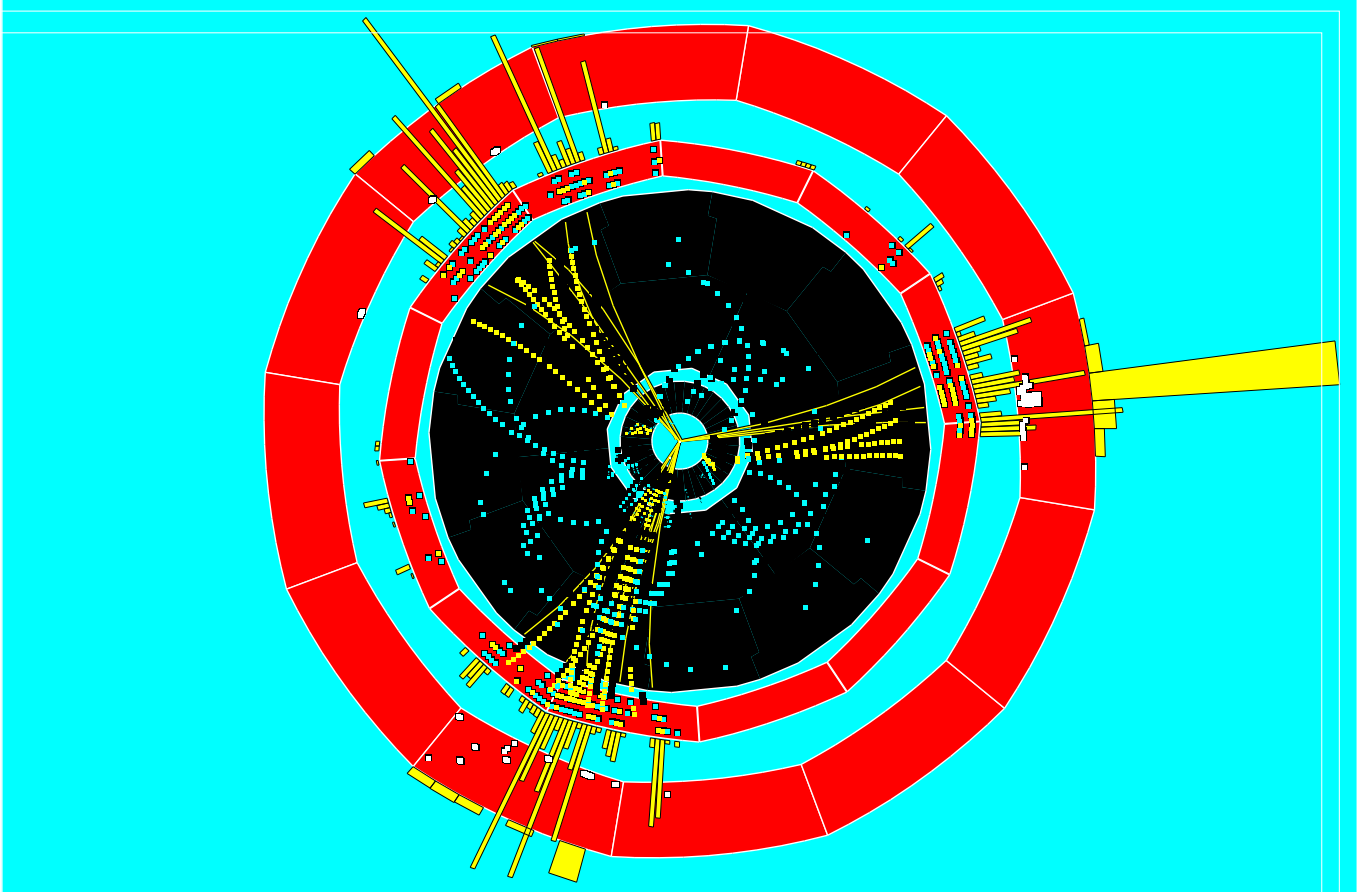
La sezione d'urto a due jet (includendo i processi a 3 jet non separabili) puo' essere ottenuta calcolando quella a 3 jet di cui sopra integrata nella zona di spazio delle fasi non divergente e sottrendola a quella totale σ_T .

Dobbiamo a questo punto dare una definizione operativa di evento a 3 jet: ad esempio richiediamo che la massa invariante di due partoni nello stato finale sia maggiore di una frazione fissa y dell'energia nel centro di massa.

EVENTO a TRE JET a LEP

 ALEPH DALI

Run=9063 Evt=7848



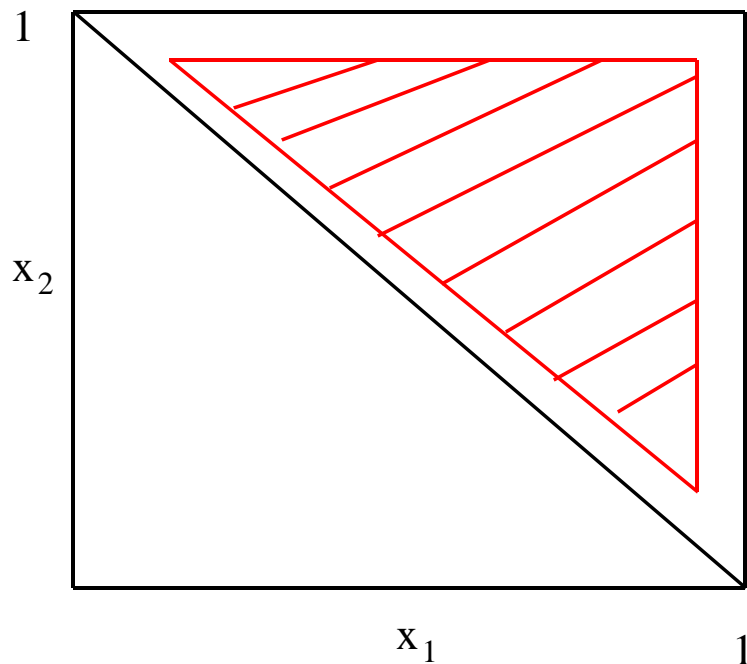
Made on 9-Sep-1993 11:43:03 by DREVERMANN with DALL_D1.

$$\min(p_i + p_j)^2 = \min\{2E_i E_j (1 - \cos \mathbf{J}_{ij})\} > ys \quad i, j = q, \bar{q}, g$$

Tale richiesta elimina le divergenze in quanto equivale a:

$$x_1 > 0, x_2 < 1 - y, x_1 + x_2 > 1 + y \quad (y \leq 1/3)$$

Ad esempio se $y=0.1$, nel piano x_1, x_2 si seleziona la regione tratteggiata:



La percentuale di 3 jet si ottiene integrando

$$\frac{1}{\mathbf{S}} \frac{d^2 \mathbf{S}}{dx_1 dx_2}$$

sulla superficie del triangolo

definito dal valore di y . Tale metodo è chiamato l'algoritmo di JADE.

Altri metodi (Sterman e Weinberg) definiscono un evento a due jet se una frazione $(1-\epsilon)$ dell'energia totale disponibile è contenuta in due coni di apertura angolare δ .

Le percentuali di eventi f_3 (a tre jet) e f_2 (a due jet) sono:

$$f_3 = C_F \frac{\mathbf{a}_s}{2\mathbf{p}} \left[(3 - 6y) \ln\left(\frac{y}{1-2y}\right) + 2 \ln^2\left(\frac{y}{1-y}\right) + \frac{5}{2} - 6y - 9y^2 + 4 Li_2\left(\frac{y}{1-y}\right) - \frac{\mathbf{p}^2}{3} \right]$$

dove $Li_2(x) = -\int_0^x dy \frac{\ln(1-y)}{y} = \frac{x}{1^2} + \frac{x^2}{2^2} + \frac{x^3}{3^2} + \dots$ per $|x| \leq 1$ (funzione dilogaritmica)

$$f_2 = 1 - f_3$$

Il risultato e' corretto solo quando y e' grande abbastanza per cui $f_2 \gg f_3$.

Le singularita' "soft e collineari appaiono come divergenze logaritmiche quando $y \rightarrow 0$.

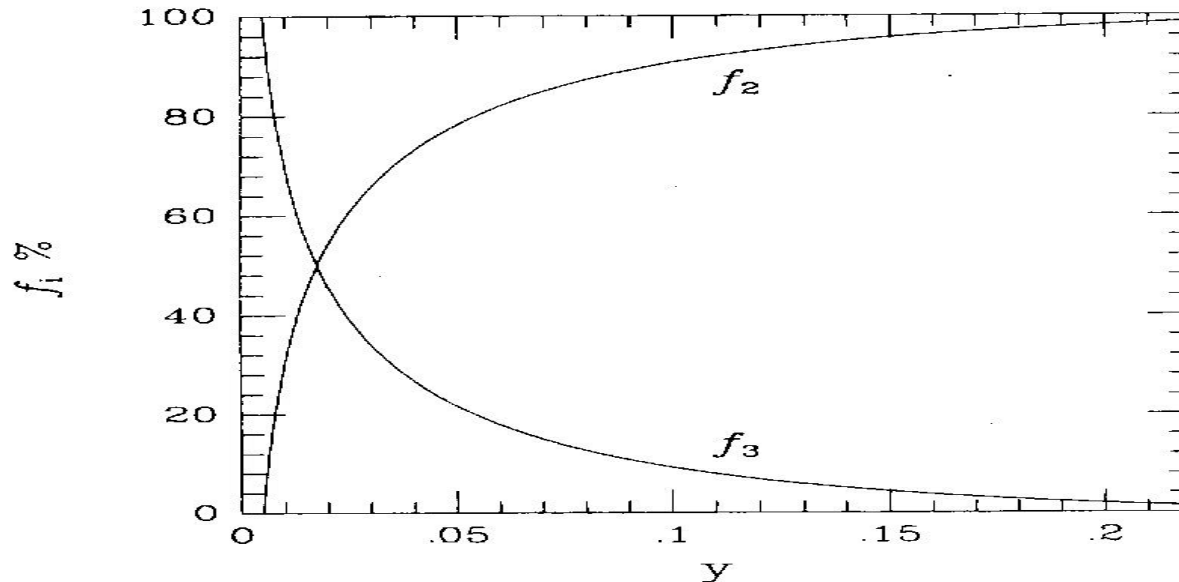


Fig. 3.5. The functions f_2 and f_3 from Eq. (3.35).

La frazione di 3 jet f_3 e' proporzionale a α_s che dipende dal parametro di scala, nel caso di annichilazioni e^+e^- , l'energia nel centro di massa E_{cm} e quindi la misura di f_3 in funzione di E_{cm} rappresenta, una misura della "running coupling constant".

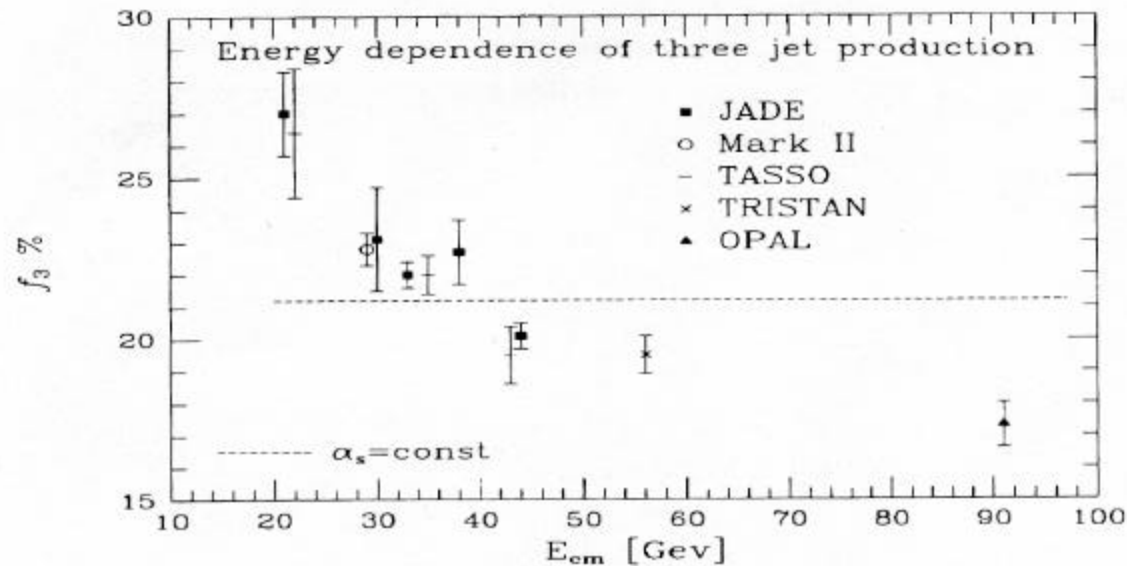


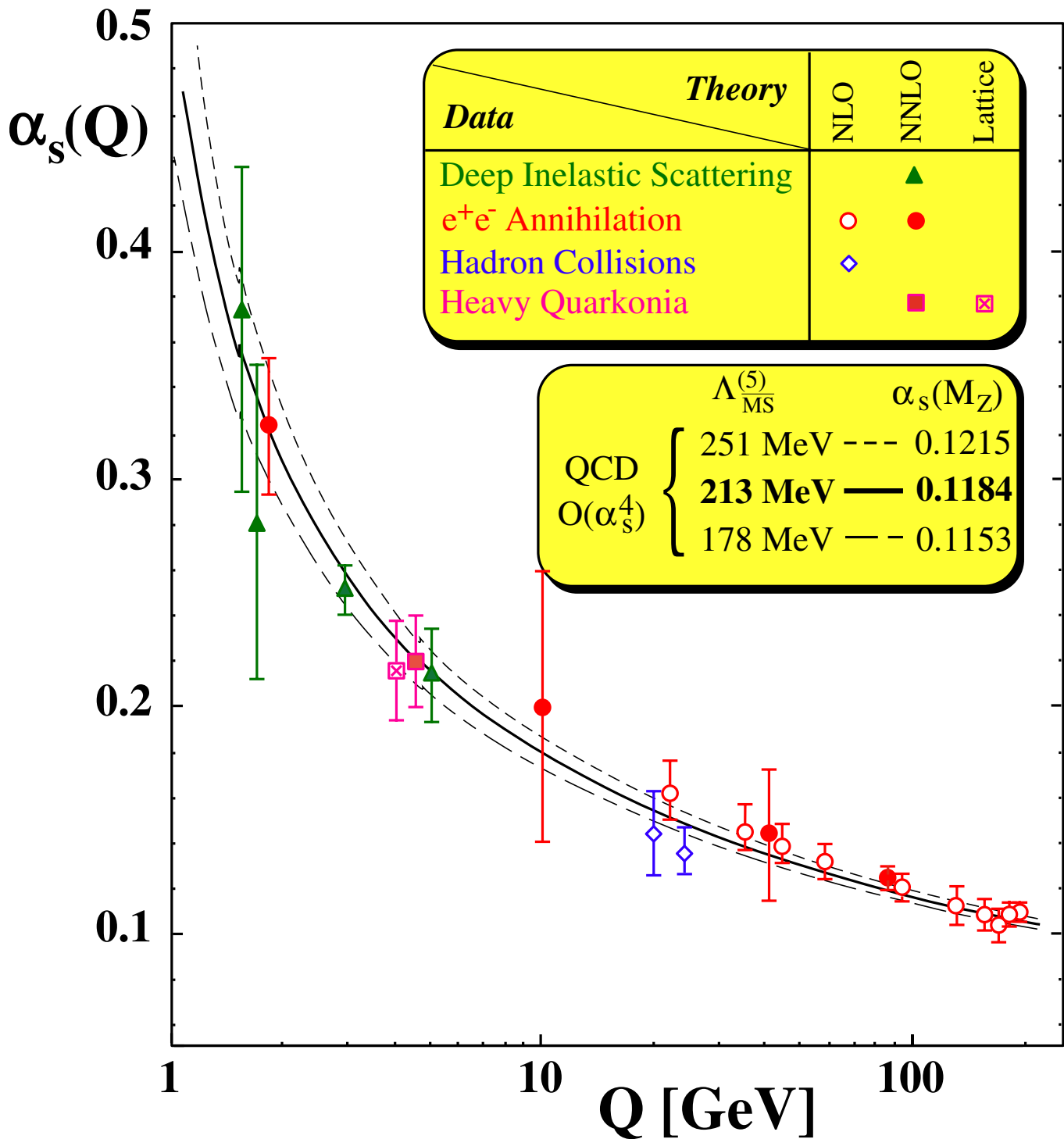
Fig. 3.6. A compilation of three-jet fractions at different e^+e^- annihilation energies. Adapted from ref. [15].

La definizione di α_s nell'approssimazione "leading log" e':

$$a_s = \frac{12 p}{(33 - 2 f) \ln\left(\frac{Q^2}{\Lambda^2}\right)}$$

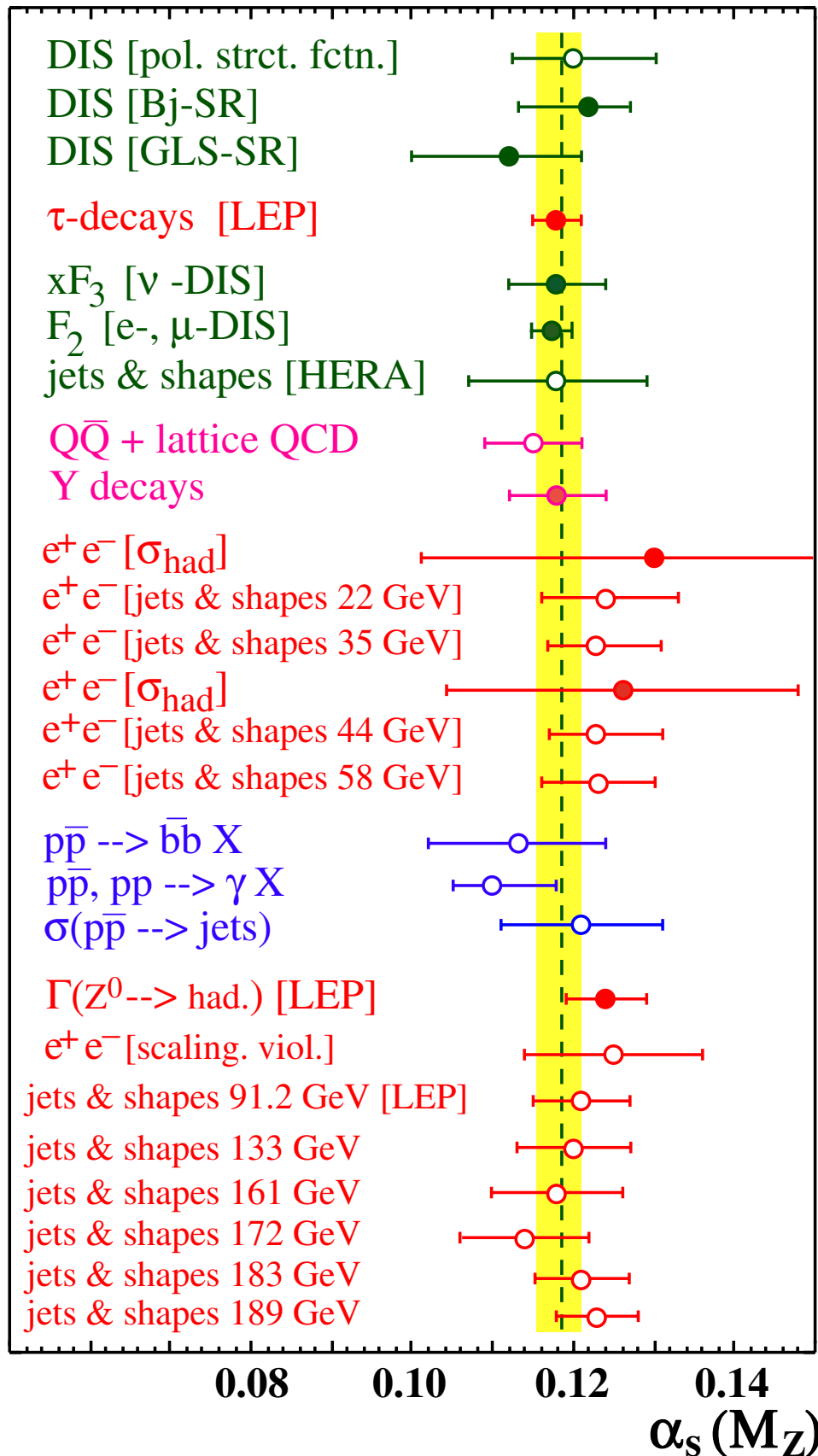
Dove f sono il numero di sapori di quark attivi (5 escludendo il top), Λ un parametro libero di QCD e Q la scala scelta (E_{cm} o frazione di essa nel nostro caso).

MEASUREMENTS OF $\alpha_s(Q)$ (S. Bethke)



MEASUREMENTS OF $\alpha_s(M_Z)$

(S. Bethke)



Rimane quindi ambiguita' nell'estrazione di Λ dai dati sperimentali: ad esempio sia $Q^2 = E_{\text{cm}}^2$ e $\Lambda = 230$ MeV che $Q^2 = 0.0017E_{\text{cm}}^2$ e $\Lambda = 110$ MeV rappresentano l'andamento di α_S (f_3) con E_{cm} . (incertezza della scelta della scala).

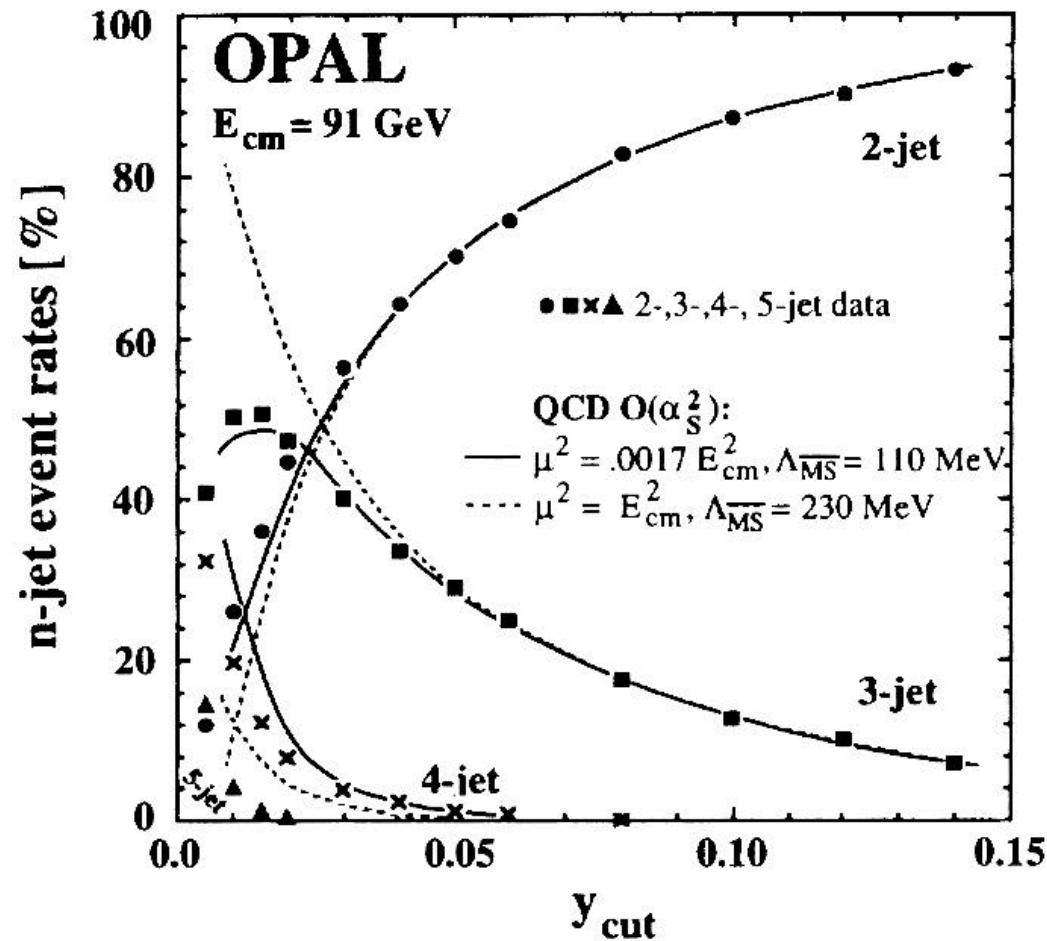


Fig. 3.7. QCD fits to the jet rates at LEP, as measured by the OPAL collaboration. Figure from ref. [15].

Variabili di forma dell'evento

Le caratteristiche dei jet nello stato finale adronico e^+e^- possono essere anche studiate introducendo variabili X che dipendono dalla "forma" dell'evento: "pencil-like", planare, sferica... Si può misurare $d\sigma/dX$ e paragonarla a quella prevista teoricamente. Nel calcolo la distribuzione in X dovrebbe essere insensibile all'emissione di gluoni soft o collineari ("infrared safe"). Vediamo alcuni esempi:

$$\text{Sfericita' : } S' = \frac{3}{2} \min(\vec{n}) \left(\frac{\sum \vec{p}_{Ti}^2}{\sum \vec{p}_i^2} \right)$$

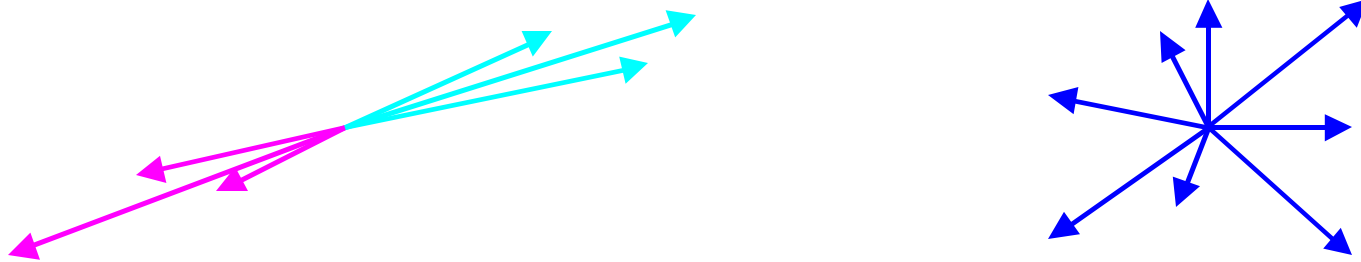
$$\text{Thrust : } T = \max(\vec{n}) \left(\frac{\sum |p_i \cdot \vec{n}|}{\sum |\vec{p}_i|} \right)$$

$$\text{Spherocity : } S = \frac{4}{p} \min(\vec{n}) \left(\frac{\sum |\vec{p}_{Ti}|}{\sum |\vec{p}_i|} \right)^2$$

$$\text{Acoplanarita' : } A = 4 \min(\vec{n}) \left(\frac{\sum |\vec{p}_{out,i}|}{\sum |\vec{p}_i|} \right)^2$$

\vec{n} è un versore arbitrario rispetto a cui sono calcolati impulso trasverso (sfericita' e spherocity) oppure componente dell'impulso (thrust); oppure, nel caso della acoplanarita' $\vec{p}_{out,i}$ è l'impulso perpendicolare al piano con normale \vec{n}

I due casi limite sono rappresentati da eventi pencil-like (2 jet) e sferici (nessun jet):

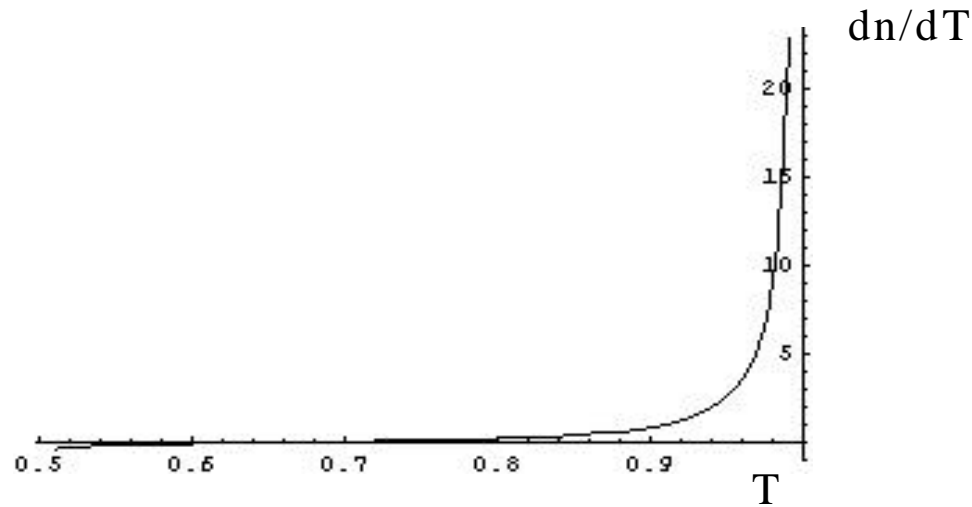


S'	0	1
T	1	1/2
S	0	1
A	1	1

La distribuzione del thrust per eventi 2 e 3 jet vale:

$$\frac{1}{S} \frac{dS}{dT} = C_F \frac{\mathbf{a}_S}{2\mathbf{p}} \left[\frac{2(3T^2 - 3T + 2)}{T(1-T)} \ln\left(\frac{2T-1}{1-T}\right) - \frac{3(3T-2)(2-T)}{(1-T)} \right]$$

La distribuzione **diverge a $T=1$** (gluoni soft e collineari), mentre il valor minimo fisico e' $T=1/2$, in caso di distribuzione sferica.



La distribuzione e' dominata da valori $T \rightarrow 1$ (due jet) mentre la coda per $T < 1$ fornisce indicazione di multijet

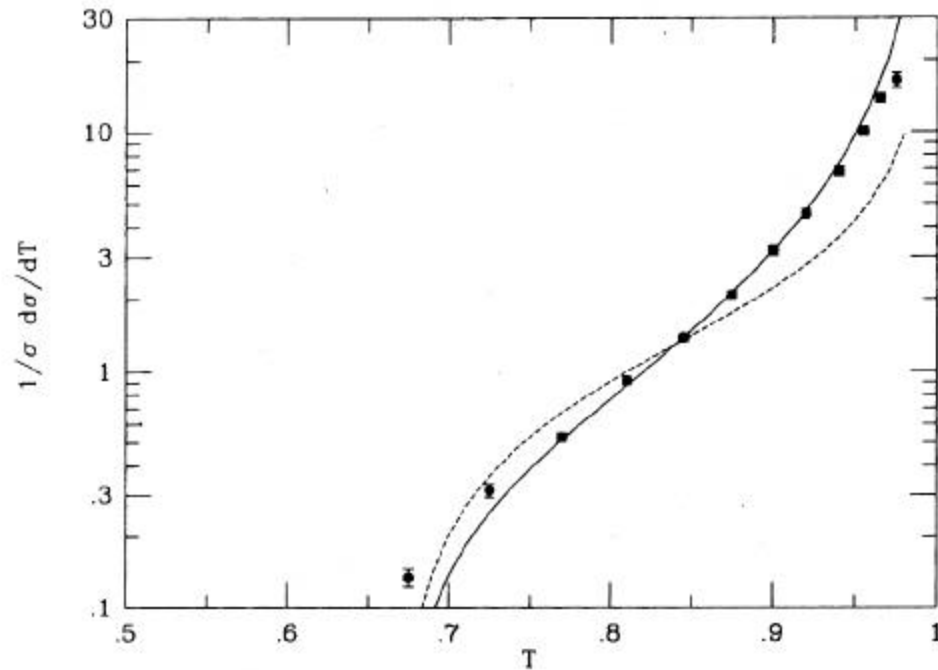


Fig. 3.9. The thrust distribution measured at LEP, showing data from the DELPHI collaboration [22] for $T < 0.98$, together with predictions of scalar gluon (dashed line) and vector gluon (solid line) theories.

La forma della distribuzione e' anche un test della forma dell'elemento di matrice e quindi della natura vettoriale o scalare del gluone.

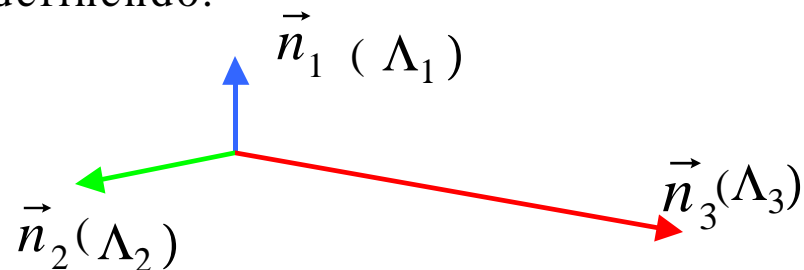
L'analisi della forma degli eventi $e^+e^- \rightarrow$ adroni e' anche effettuata con lo studio del

TENSORE DEGLI IMPULSI:

$$M^{ij} = \sum_f p_f^i p_f^j, \quad p_f \text{ impulsi degli adroni}$$

Diagonalizzando la M^{ij} otteniamo i tre autovalori: $\Lambda_1 \Lambda_2 \Lambda_3$ ($\Lambda_1 < \Lambda_2 < \Lambda_3$) con i tre autovettori (unitari): $\vec{n}_1, \vec{n}_2, \vec{n}_3$ definendo:

$$\Lambda_i = \sum_f \vec{p}_f \cdot \vec{n}_i \quad (i = 1, 2, 3)$$

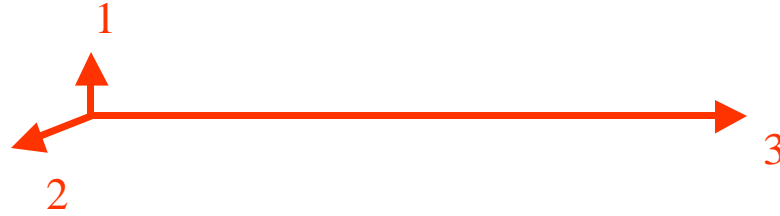


\vec{n}_1, \vec{n}_2 definiscono il piano dell'evento, \vec{n}_3 l'asse del jet.

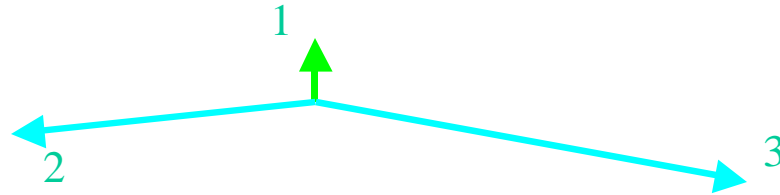
Normalizzi amo i Λ_i : $Q_i = \frac{\Lambda_i}{\sum_f \vec{p}_f^2}; \sum_{i=1,3} Q_i = 1$

Sfericita ' : $S' = \frac{3}{2}(Q_1 + Q_2) = \frac{3}{2}(1 - Q_3)$, Aplanarita ' : $A = \frac{3}{2}Q_1$

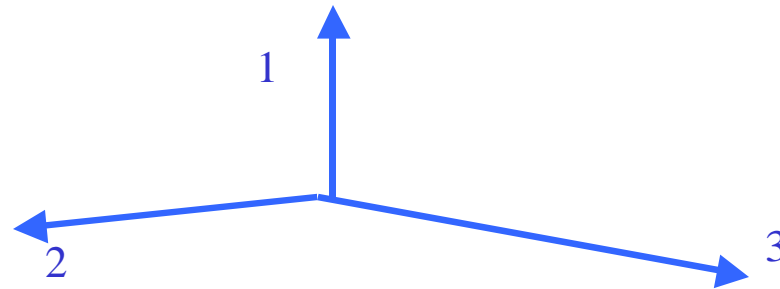
a) Evento **collineare** (2 jet)
 $\Lambda_3 \gg \Lambda_2, \Lambda_1$ $S' \sim 0$, $A \sim 0$



b) Evento **planare** (3 jet)
 $\Lambda_3 \sim \Lambda_2 \gg \Lambda_1$ $S' > 0$, $A \sim 0$



c) Evento **sferico** (0 jet)
 $\Lambda_3 \sim \Lambda_2 \sim \Lambda_1$ $S' > 0$, $A > 0$



Contributo di quark u e quark d a $e^+ e^- \rightarrow$ adroni

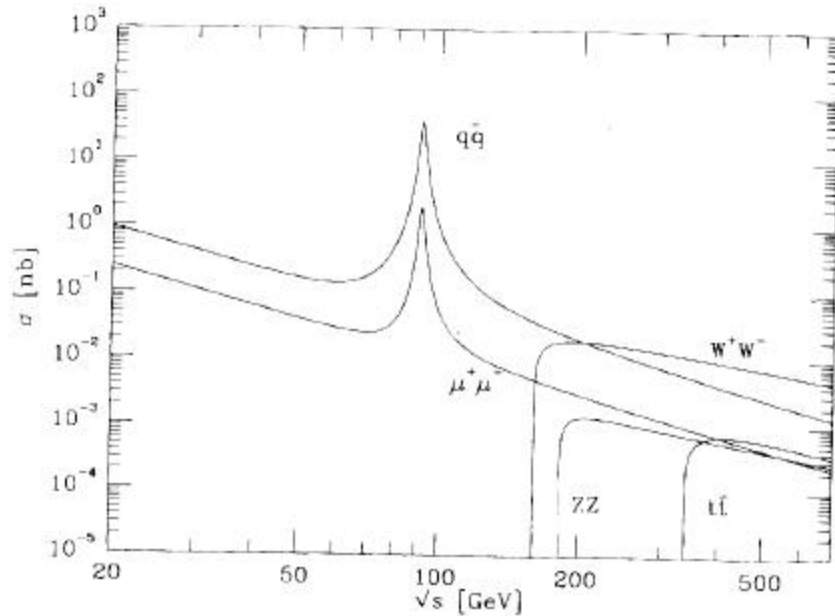


Fig. 3.13. Cross sections in e^+e^- annihilation.

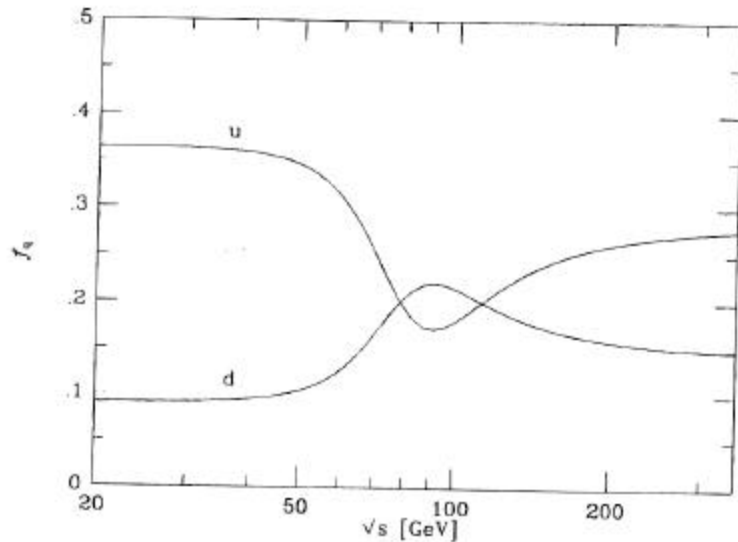
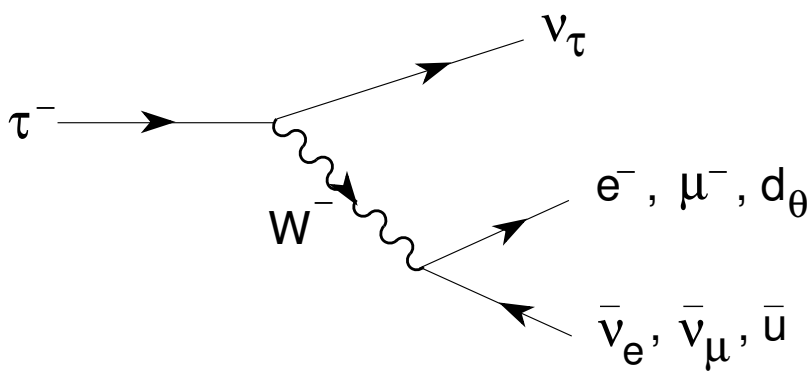


Fig. 3.15. u and d quark contributions as a fraction of the total $e^+e^- \rightarrow \sum q\bar{q}$ cross section, with $q = u, d, s, c, b$.

Poiche' la carica elettrica e quella debole dei quark sono diverse la proporzione di eventi $u\text{-}u$ e $d\text{-}d$ varia con l'energia. A bassa energia ($\ll M_Z$) il contributo dipende dalla carica elettrica e vale sul totale: $f_u=4/11$, $f_d=1/11$. Al valore del picco $f_d > f_u$ ed e' massimo come pure f_b . Lontano dal picco ($\gg M_Z$) f_d diventa costante e dipende dalla combinazione dei coefficienti di accoppiamento elettromagnetici e deboli.

$\tau^- \rightarrow \nu_\tau + \text{Hadrons}$



$$d_\theta = \cos \theta_C d + \sin \theta_C s$$

$$B_l \equiv \text{Br}(\tau^- \rightarrow \nu_\tau l^- \bar{\nu}_l) \approx \frac{1}{2+N_C} = \frac{1}{5} = 20\%$$

$$B_e = (17.81 \pm 0.06)\% \quad ; \quad B_\mu = (17.33 \pm 0.06)\%$$

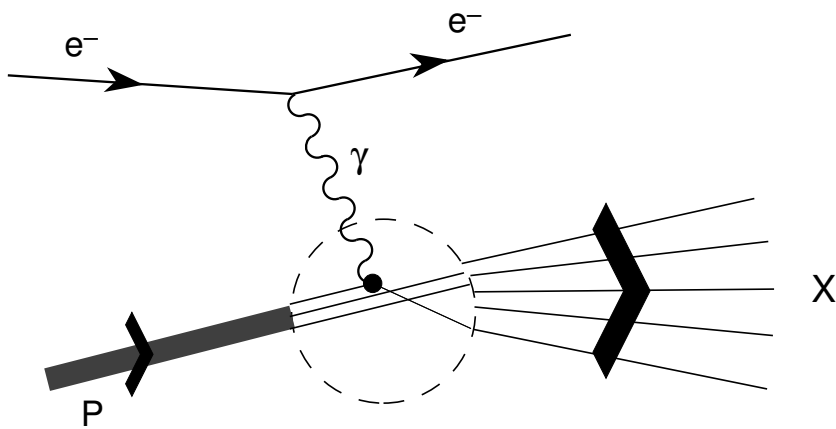
QCD :

$$R_\tau \equiv \frac{\Gamma(\tau^- \rightarrow \nu_\tau + \text{Hadrons})}{\Gamma(\tau^- \rightarrow \nu_\tau e^- \bar{\nu}_e)} = N_C \left\{ 1 + \frac{\alpha_s(m_\tau^2)}{\pi} + \dots \right\}$$

$$R_\tau = 3.484 \pm 0.024 \quad \longrightarrow \quad \alpha_s(m_\tau^2) = 0.345 \pm 0.020$$

$$\alpha_s(m_\tau^2) > \alpha_s(M_Z^2) = 0.119$$

DEEP INELASTIC SCATTERING



$$\nu \equiv \frac{(P \cdot q)}{M_p} = E_e - E'_e$$

$$= \frac{Q^2 + P_X^2 - M_p^2}{2M_p}$$

$$Q^2 \equiv -q^2$$

$$\frac{d\sigma}{dQ^2 d\nu} = \frac{\pi\alpha^2 \cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right)}{4E_e^2 \sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right) E_e E'_e} \left\{ W_2 + 2W_1 \tan^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \right\}$$

Free Parton Model: $p_i^\mu = \xi_i P^\mu$; $m_i = \xi_i M_p$

$$W_1(Q^2, \nu) = \sum_i \int_0^1 d\xi_i f_i(\xi_i) \frac{e_i^2 Q^2}{4m_i^2} \delta\left(\nu - \frac{Q^2}{2m_i}\right) = \frac{1}{M_p} F_1(x)$$

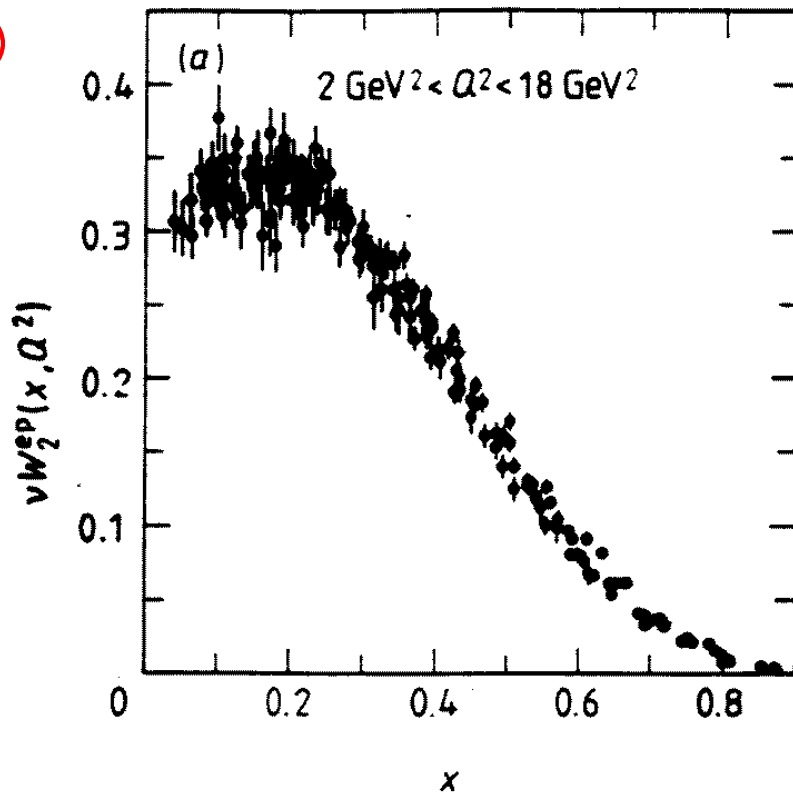
$$W_2(Q^2, \nu) = \sum_i \int_0^1 d\xi_i f_i(\xi_i) e_i^2 \delta\left(\nu - \frac{Q^2}{2m_i}\right) = \frac{1}{\nu} F_2(x)$$

SCALING:

$$x \equiv \frac{Q^2}{2M_p \nu}$$

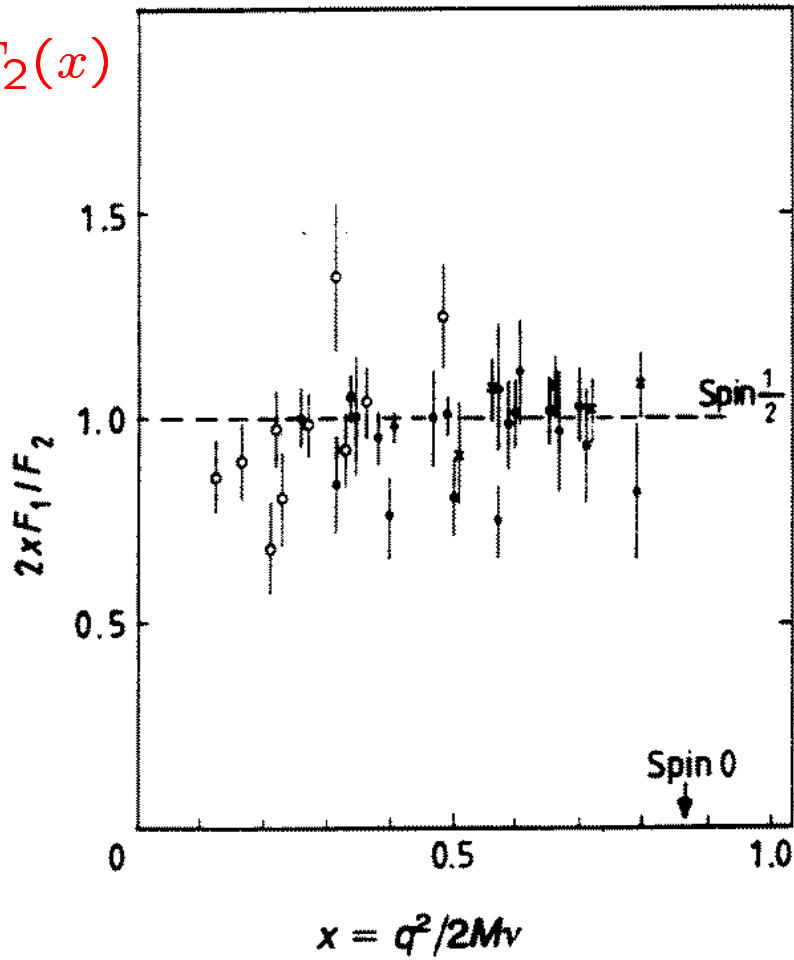
$$F_2(x) = 2x F_1(x) = x \sum_i e_i^2 f_i(x)$$

$F_2(x)$

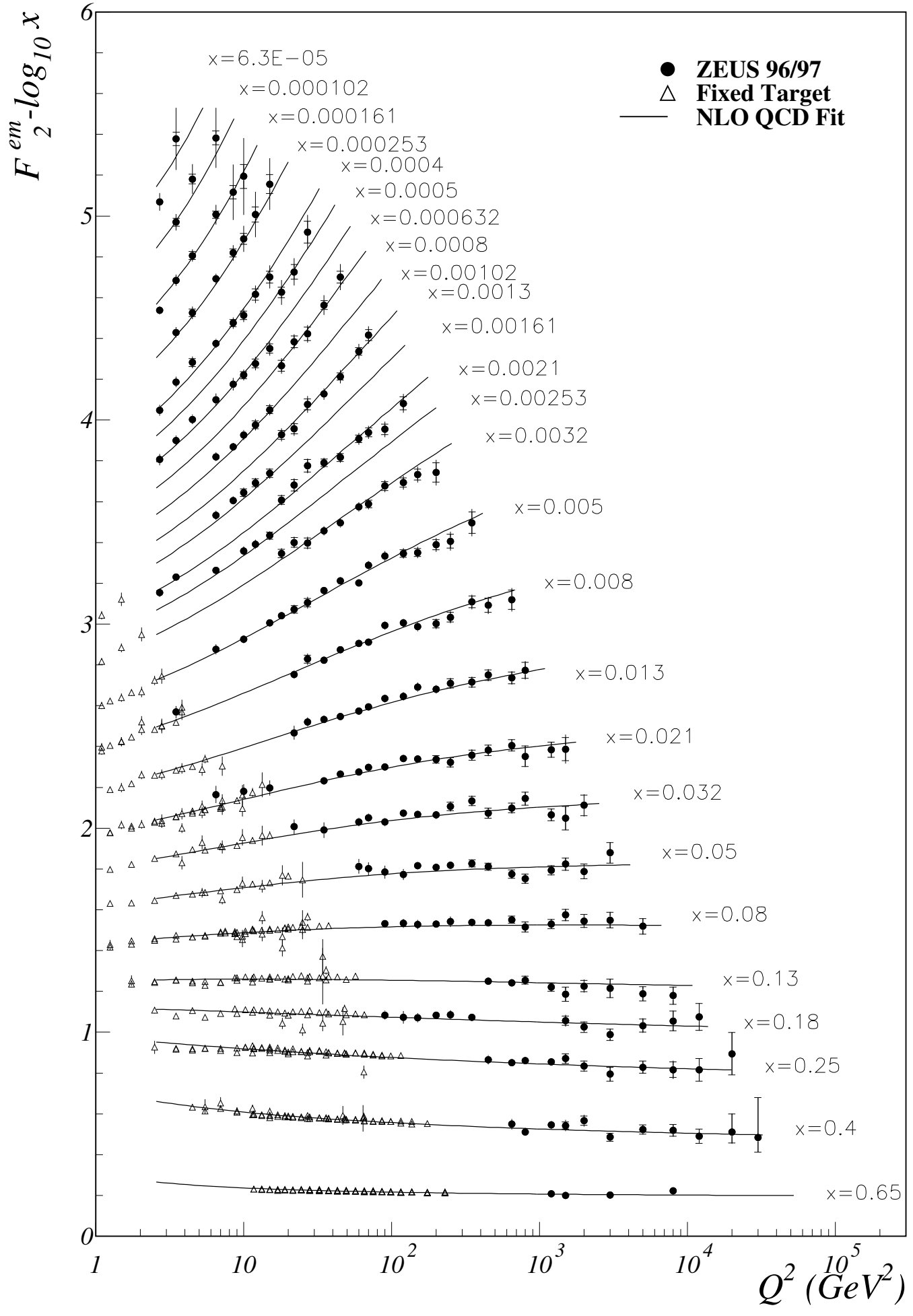


$\alpha_s \approx 0$

$2x F_1(x)/F_2(x)$

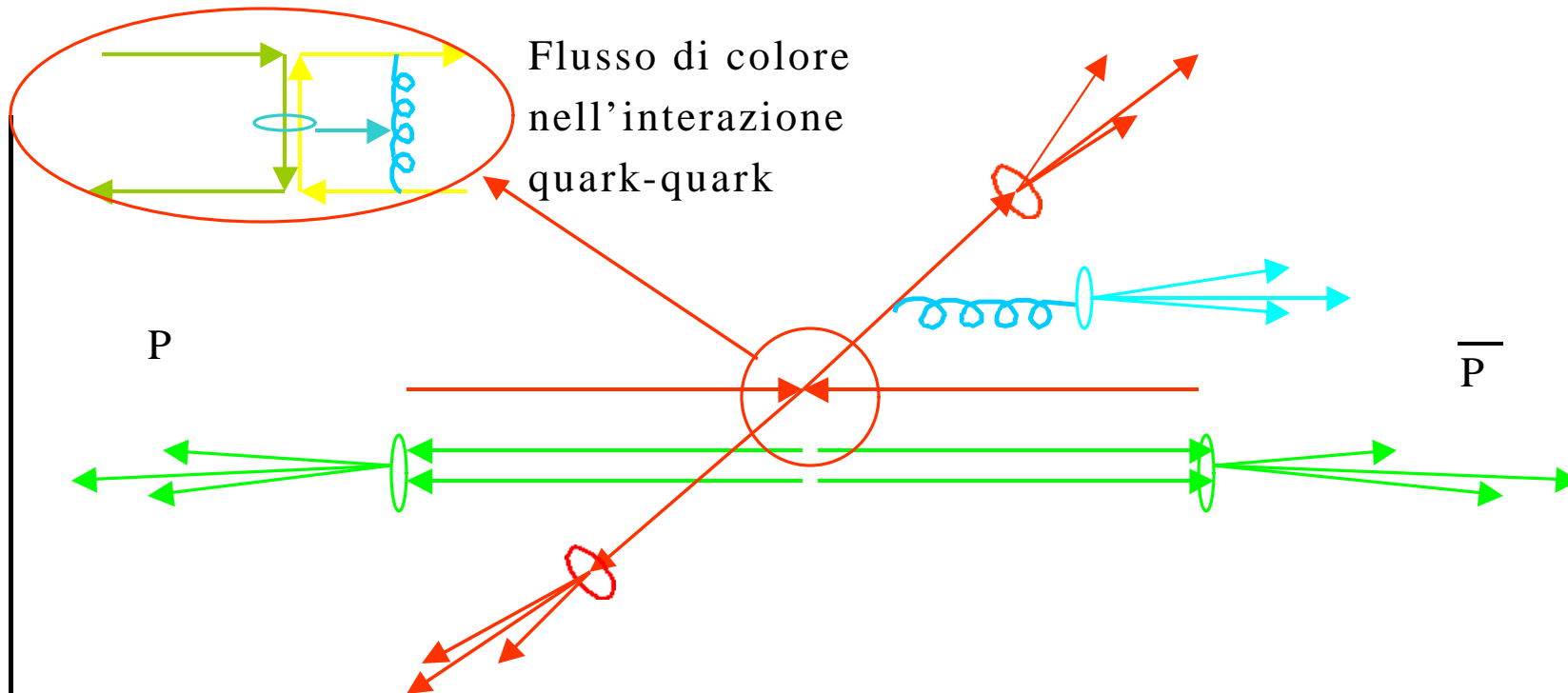


$J = \frac{1}{2}$



Produzione di multijet in interazioni adroniche

In caso di interazioni tra adroni (protone-antiprotone ad es.) la situazione sperimentale e' piu' complicata: ci sono partoni interagenti di QCD ma anche jet da quark spettatori



A differenza delle interazioni elettromagnetiche, nelle interazioni QCD tra quark il colore subisce una forte variazione nella direzione del flusso => grandi accelerazioni => forte radiazione (gluoni) => forte dipendenza di α_s da Q^2 .

La misura dei jet e' effettuata dai calorimetri: sotto il calorimetro ad argon liquido dell'esperimento D0 al Fermilab ottimizzato per la misura dei jet (segmentazione fine e ottima risoluzione in energia)

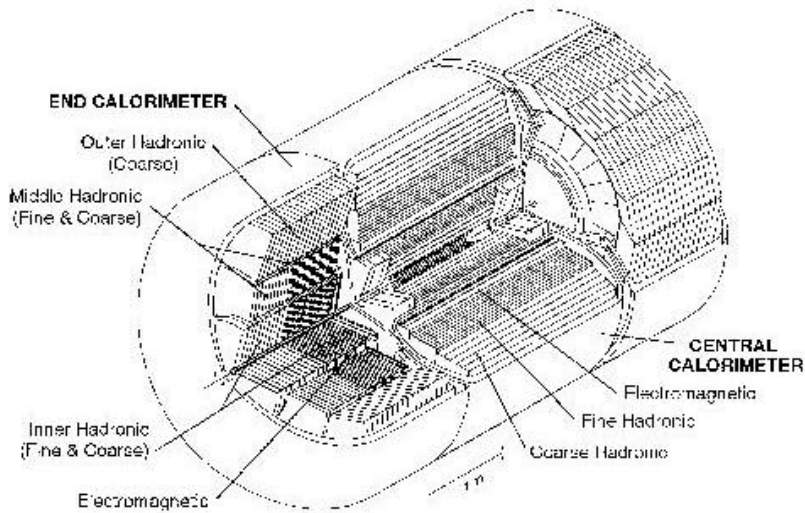
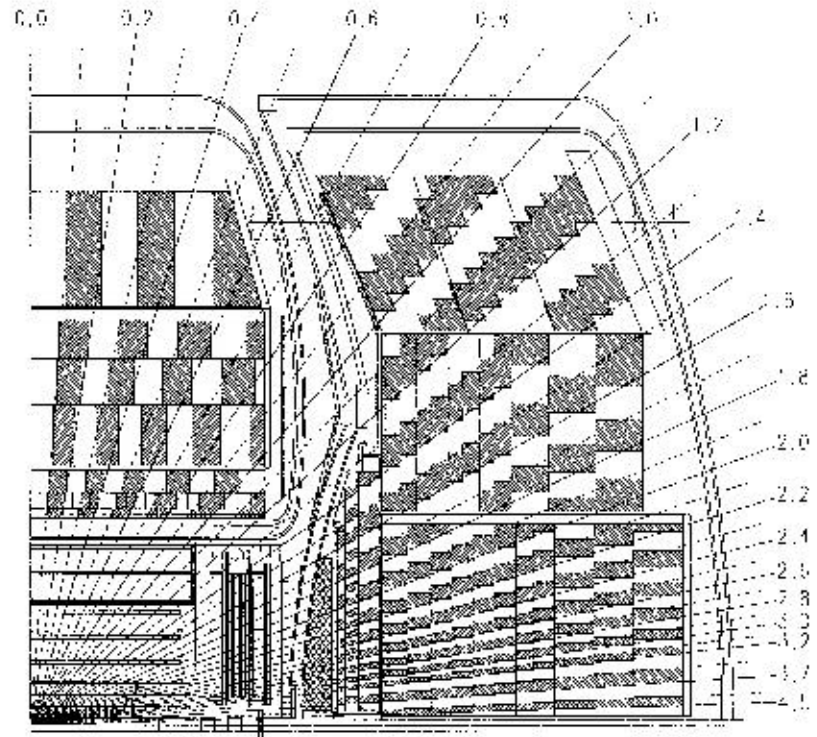


Fig. 1. General view of D0 calorimeters.



7-9 lunghezze di interazione;
 parte elettromagnetica 20.5 lunghezze
 di radiazione. Segmentazione $\Delta\eta \Delta\phi 0.1 \times 0.1$

Risoluzione in energia per particella singola: elettroni

“ “ “ “

pioni:

Copertura $|\eta| < 4$.

$$s_E / E = 14.8\% / \sqrt{E} + 0.3\%$$

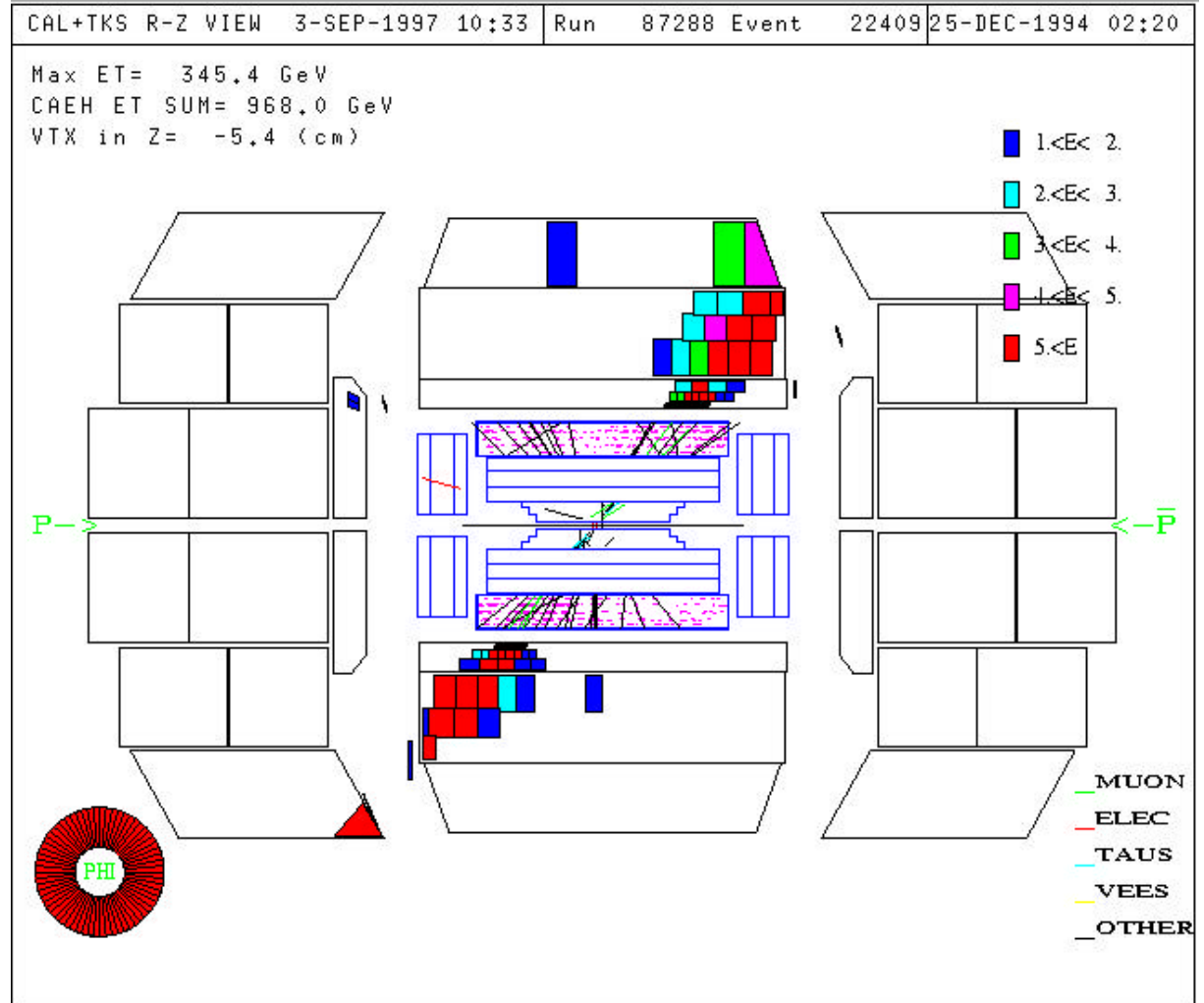
$$s_E / E = 47\% / \sqrt{E} + 4.5\%$$

Hadronic jets

- High Et jet at D0 in Run 1

- $E_{t1} = 475 \text{ GeV}$
- $E_{t2} = 472 \text{ GeV}$
- $\eta_1 = -0.69$
- $\eta_2 = 0.69$

- Side view



Identificazione e misura dell'energia dei jet attraverso un processo iterativo di ricerca di deposito di energia in coni di raggio $R=(Dh^2+Df)^{1/2}$. Tipicamente $R=0.7$.
 Correzioni all'energia sono necessarie a causa di particelle perse fuori del cono, contributi nel cono di particelle dell "underlining event", radioattivit  del calorimetro...
 La risoluzione sull'energia del jet varia tra 5-15% per energie dei jet tra 20 e 500 GeV.

Si misura il rapporto:

$$R_{32} = \frac{S_3}{S_2} = \frac{S(pp \rightarrow n \text{ jets} + X; n \geq 3)}{S(pp \rightarrow m \text{ jets} + X; m \geq 2)} \text{ in funzione di}$$

$$H_T = \sum E_T^{\text{jets}} \text{ somma scalare di tutte le energie trasverse dei jet}$$

Il rapporto   piu' insensibile dei valori assoluti a incertezze sperimentali: luminosita', efficienze per identificazione dei jet, accettanze angolari, ma anche insensibile a incertezze teoriche quali le funzioni di distribuzioni di quark e gluoni, correzioni ordine superiore

L'energia dei 2 o tre jet   richiesta essere superiore a soglie di $E_T=20,30$ e 40 GeV per $|\eta_{\text{jet}}|<3$ e soglia di $E_T=20$ GeV per $|\eta_{\text{jet}}|<2$ (4 serie di dati). I dati sperimentali sono stati raccolti con valori del trigger jet di 20,30,50,85 e 115 GeV.

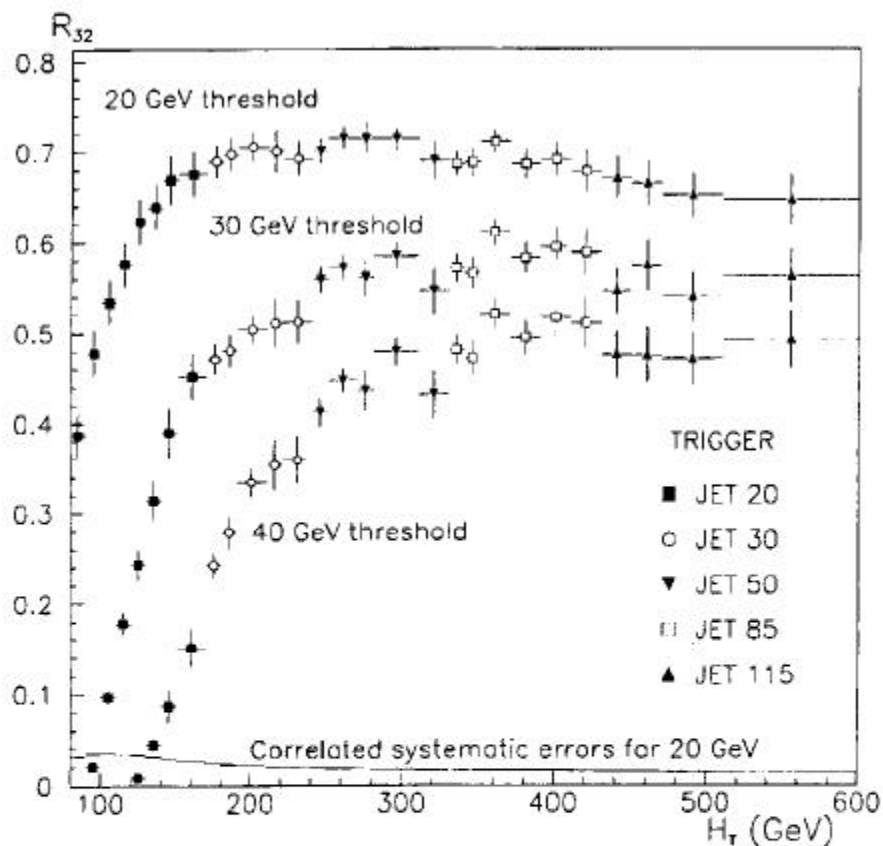


FIG. 1. The ratio R_{32} as a function of H_T , for E_T thresholds of 20, 30 and 40 GeV ($|\eta_{jet}| < 3$). Error bars indicate statistical and uncorrelated systematic uncertainties, while the distribution at the bottom shows the correlated systematic uncertainty for the 20 GeV threshold.

A tutti i valori della soglia R_{32} aumenta rapidamente con H_T per $H_T < \sim 300$ GeV, raggiunge un plateau e poi decresce dolcemente per $H_T > \sim 400$ GeV.

PROBLEMA: quanto l'effetto e' dovuto alla fisica di QCD e quanto strumentale dovuto agli algoritmi per definire i jet?

Paragone con predizioni di QCD 2+3 jet

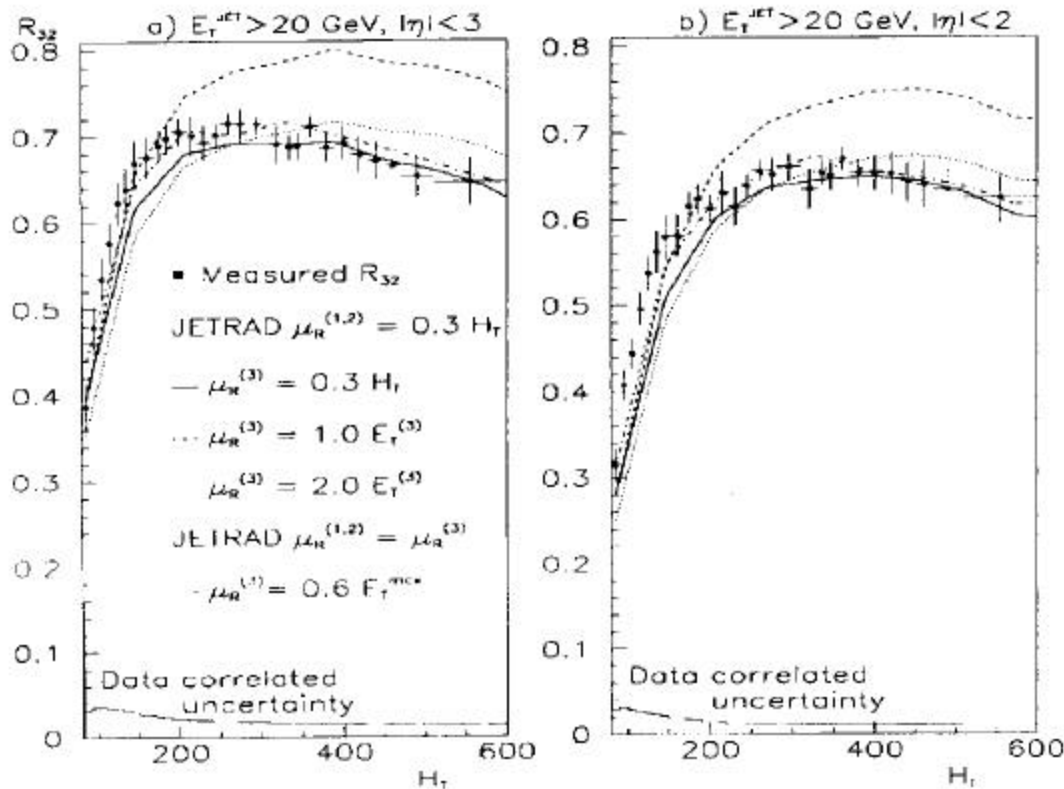
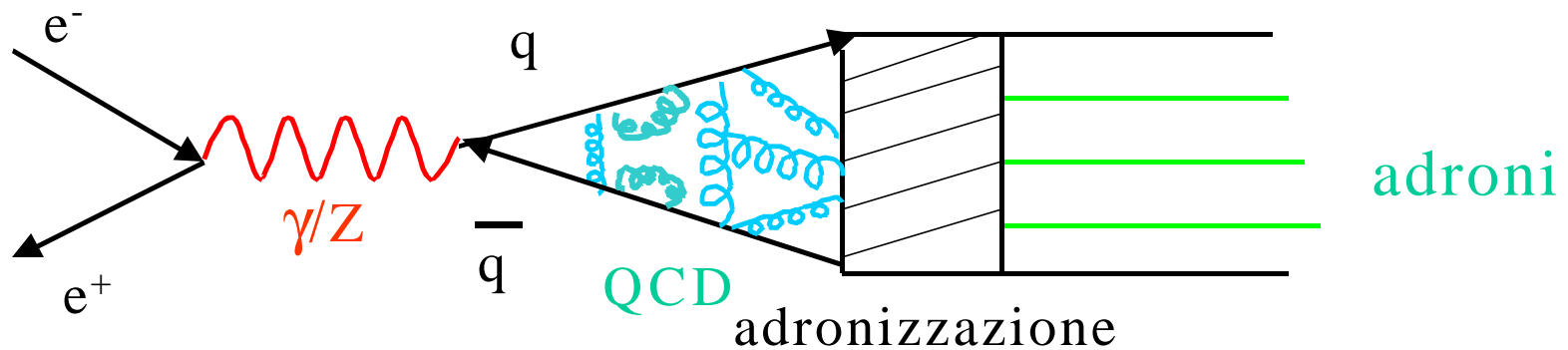


FIG. 2. The ratio R_{32} as a function of H_T , requiring jet $E_T > 20$ GeV, and $|\eta_{jet}| < 3$ in (a) and $|\eta_{jet}| < 2$ in (b). Error bars indicate statistical and uncorrelated systematic uncertainties, while the band at the bottom shows the correlated systematic uncertainty. The four smoothed distributions show the JETRAD prediction for renormalization scales indicated in the legend.

Montecarlo JETRAD NLO. E' necessario introdurre un parametro di massa μ_R per regolarizzare le divergenze infrarosse. Il risultato dovrebbe essere "insensibile" al valore della scala μ_R . La predizione del MC ha una forma abbastanza insensibile da μ_R mentre valore assoluto dipende da μ_R .

Modelli di adronizzazione



Il processo si “showering dei partoni e’ ancora “calcolabile” con QCD perturbativa. Il passaggio dai partoni alla loro ricombinazione negli adroni misurati adronizzazione e’ invece un **processo intrinsecamente non perturbativo**: ci sono solo modelli.

Il piu’ semplice di questi modelli e’ il modello longitudinale “a tubo”:

-un partone produce un jet di adroni leggeri confinati in un tubo (y, p_T) dove y e’ la rapidita’ dell’adrone relativa all’asse definito dal partone e p_T e’ il suo impulso trasverso relativo a tale asse. Se il tubo ha in totale una rapidita’ Y e al suo interno la densita’ adronica e’ $\rho(p_T)$. Ricordando che per una particella vale:

$$E = m_T \cosh(y) \sim p_T \cosh(y)$$

$$p_z = m_T \sinh(y) \sim p_T \sinh(y)$$

l'energia totale E e l'impulso longitudinale P del tubo di frammentazione sono:

$$E = \int_0^Y dy d^2 p_T \mathbf{r}(p_T) p_T \cosh(y) = \mathbf{I} \sinh(Y)$$

$$P = \int_0^Y dy d^2 p_T \mathbf{r}(p_T) p_T \sinh(y) = \mathbf{I} (\cosh(Y) - 1) \sim E - \mathbf{I}$$

con $\mathbf{I} = \int d^2 p_T \mathbf{r}(p_T) p_T$
 definisce la scala (p_T)
 dell'adronizzazione

Il contributo dell'adronizzazione alla massa invariante del jet vale:

$$\langle M^2 \rangle = E^2 - P^2 \sim 2E\mathbf{I} - \mathbf{I}^2 \sim 2E\mathbf{I} = Q\mathbf{I}$$

Avendo trascurato il termine λ^2 (parte trasversa dell'energia) e avendo introdotto nel caso di eventi a 2 jet l'energia totale Q. Paragonando questa predizione con l'esperimento si trova

$$\mathbf{I} \sim 0.5 \text{ GeV}$$

Con questo valore di λ , si ottiene, alla massa dello Z ($Q=M_Z=2E$), un contributo alla massa dovuta alla adronizzazione di $\sim 7\text{GeV}$.

Nel caso di un puro evento a 2 jet ci aspettiamo il valore del Thrust eguale a 1 cioè' il rapporto tra impulso e energia del jet. Dall'espressione di P di cui sopra si vede che a causa della adronizzazione c'è una correzione a P negativa dell'

Ordine relativo di $-2\mathbf{I}/Q$.

D'altra parte il valore (medio) del thrust e' calcolabile perturbativamente e vale:

$$\langle T \rangle = 1 - 0.0334 \mathbf{a}_s - 1.02 \mathbf{a}_s^2 + O(\mathbf{a}_s^3)$$

cioe' se $\mathbf{a}_s(Q = M_Z) \sim 0.12$, $\langle 1 - T \rangle \sim 0.055$

contro un valore sperimentale $\langle 1 - T \rangle = 0.068 \pm 0.003$

La differenza dal valore perturbativo: 0.013 e' attribuibile agli effetti di adronizzazione ed e' in accordo con l'effetto valutato di $2\lambda/Q \sim 0.11$

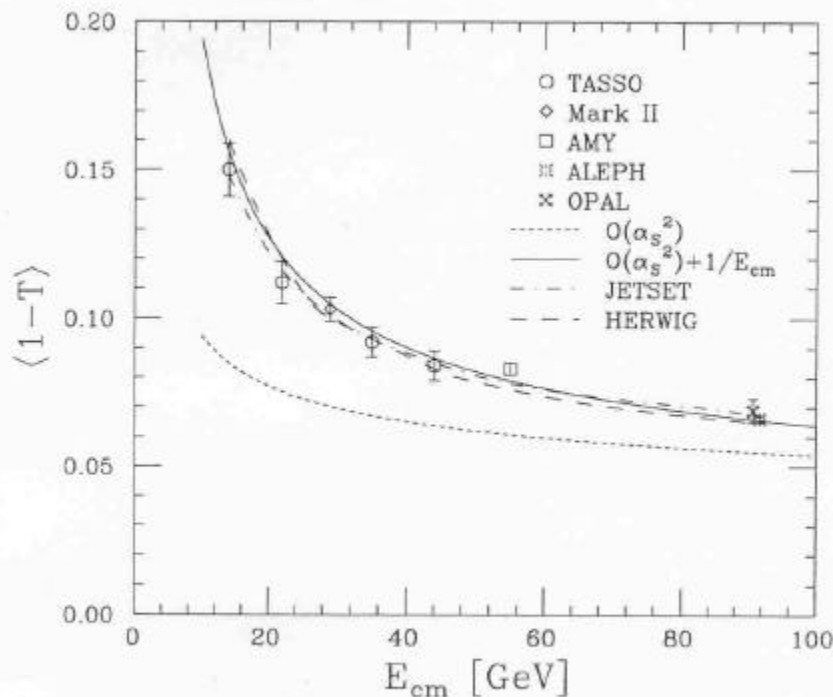
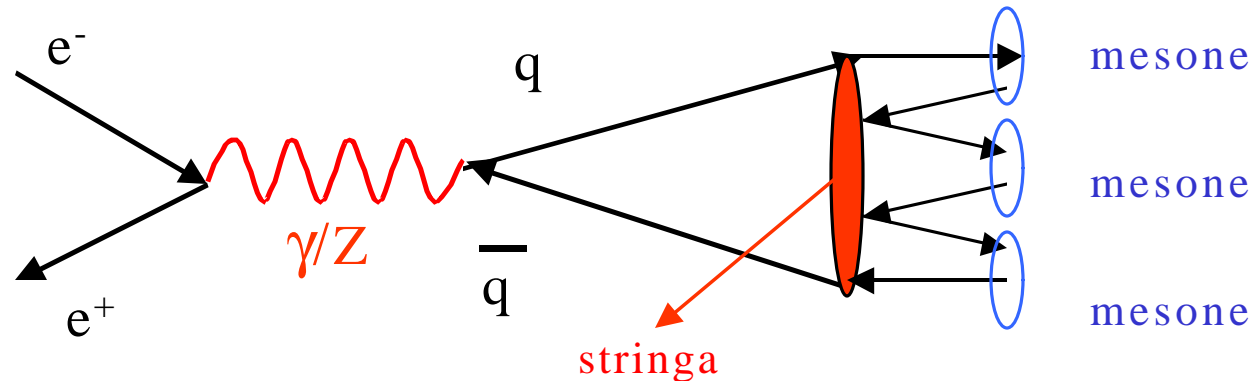


Fig. 5.13. $\langle 1 - T \rangle$, where T is the thrust, in e^+e^- annihilation.

La curva punteggiata (solo effetti perturbativi $O(\alpha_s^2)$) non rende conto dei dati sperimentali che hanno bisogno anche di effetti di adronizzazione. Anche i MC di QCD, JETSET e HERWIG riproducono bene i dati e contengono effetti di adronizzazione.

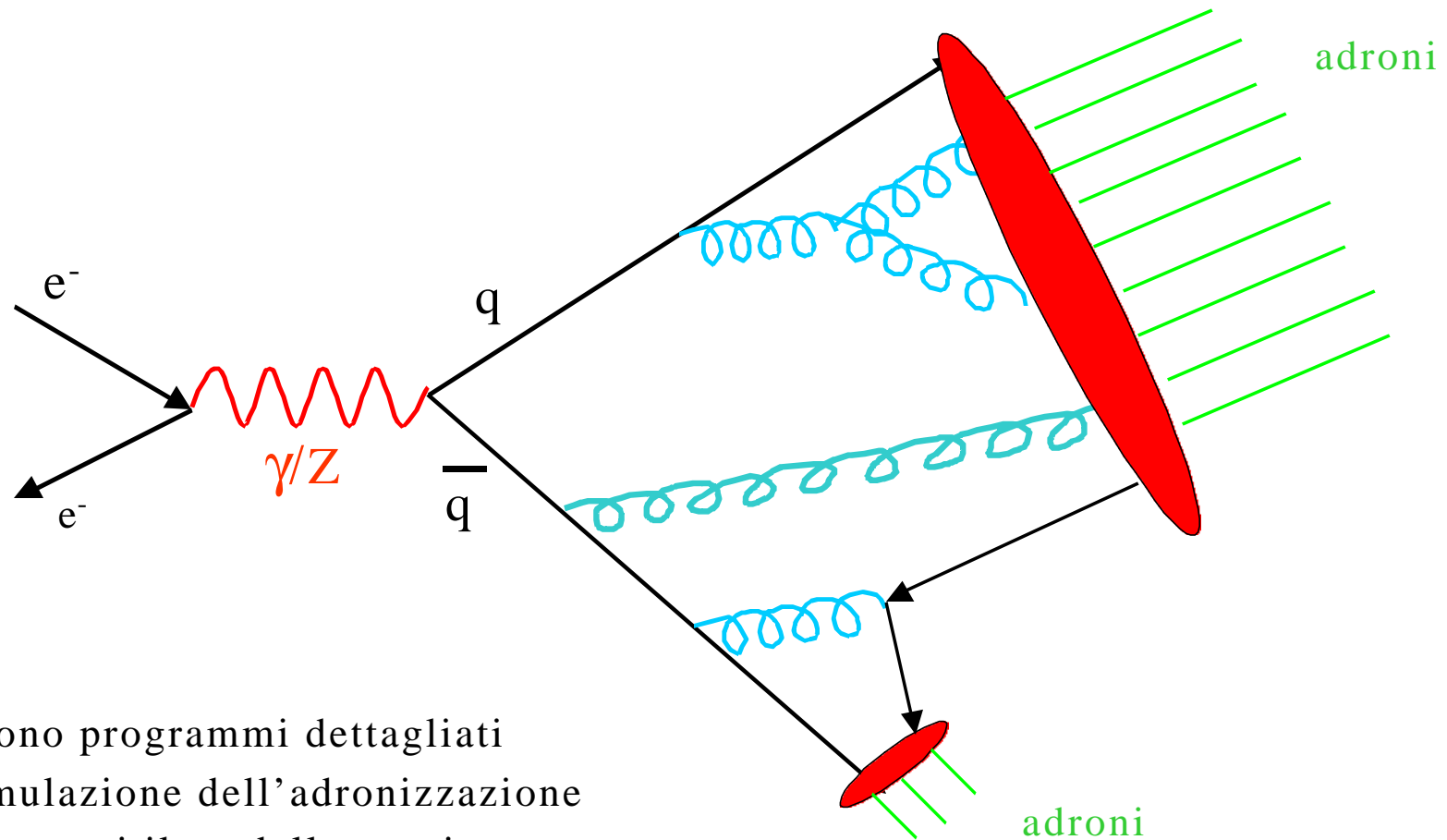
Modello di frammentazione "a stringa"

Questo modello e' basato sulla creazione di coppie quark-antiquark nell'intenso campo di colore (stringa) che si crea quando 2 quark si allontanano. Ad es. nell'interazione $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$



La stringa ha una distribuzione di **energia uniforme per unita' di lunghezza** (potenziale di confinamento lineare come nel quarkonio). Problema della formazione dei barioni... La struttura a jet rimane in quanto il quark (e antiquark) iniziali nella frammentazione della stringa vanno a formare i due adroni piu' energetici.

L'aggiunta dei gluoni puo' portare, nel caso di una creazione perturbativa $q\bar{q}$ da parte loro, a creazioni di ulteriori stringhe e quindi a discontinuita' nella distribuzione angolare (kink).



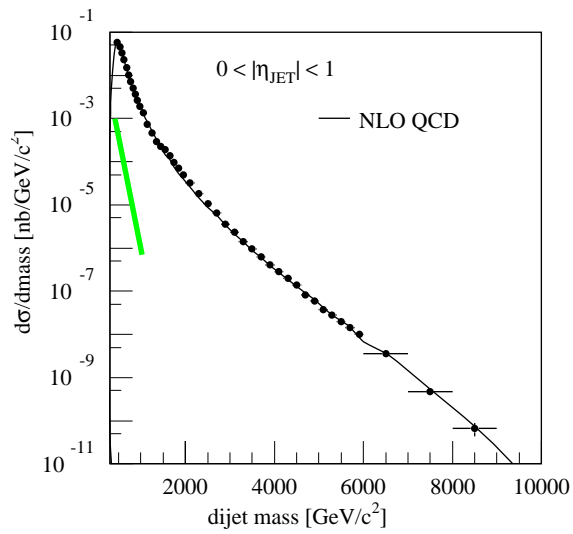
Esistono programmi dettagliati di simulazione dell'adronizzazione conseguenti il modello a stringa:

JETSET, ERWIG,... che normalmente sono chiamati dopo i programmi di generazione dei vari processi partonici basati su teoria perturbativa:

Pythia per i processi adrone-adrone ($pp, p\bar{p}, \dots$)

Lepto per le interazioni leptone-adrone ($eN, \nu N, \dots$)

Misure di QCD al Tevatron e a LHC



— Tevatron 90 pb-1

■ LHC, ATLAS 300 fb-1

Le sezioni d'urto di QCD crescono con l'energia molto più rapidamente di quelle elettrodeboli, per esempio di quelle di W/Z, esercizio...

Jet di quark e di gluoni

$$\left| \text{---} \begin{array}{l} \text{---} \\ \text{---} \end{array} \right|^2 \sim \alpha_S C_F \quad \left| \begin{array}{l} \text{---} \\ \text{---} \\ \text{---} \\ \text{---} \end{array} \right|^2 \sim \alpha_S C_A \quad \left| \text{---} \begin{array}{l} \text{---} \\ \text{---} \end{array} \right|^2 \sim \alpha_S T_F$$

La molteplicita' relativa di particelle dall'evoluzione di quark e gluoni dipende Dalla emissione iniziale di gluoni che e' pesata dal fattore di colore quindi:

$$\frac{\langle N_g \rangle}{\langle N_q \rangle} = \frac{C_A}{C_F} = \frac{3}{4/3}$$

A NLO il rapporto tra molteplicita' diventa funzione di α_S e quindi dell'energia

A NNLO:

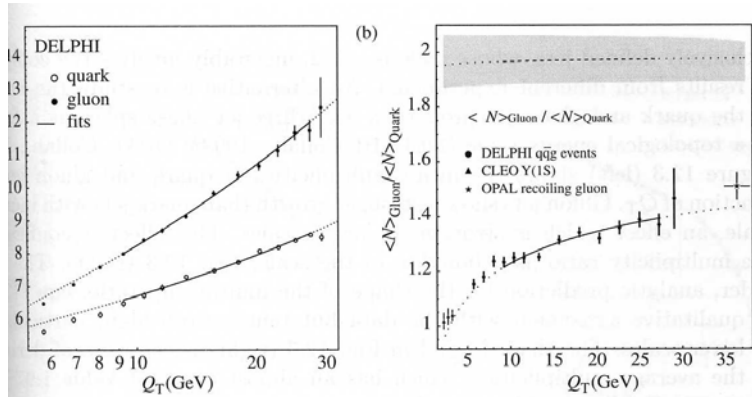
$$\frac{\langle N_g \rangle}{\langle N_q \rangle} = \frac{C_A}{C_F} \left\{ 1 - \left(1 + 2 \frac{n_f T_F}{C_A} - 4 \frac{n_f T_f C_f}{C_A^2} \right) \times \left[\sqrt{\frac{\alpha_S C_A}{18\pi}} + \left(\frac{25}{8} - \frac{3}{2} \frac{n_f T_F}{C_A} - 2 \frac{n_f T_f C_f}{C_A^2} \right) \frac{\alpha_S C_A}{18\pi} \right] \right\}$$

Ad es. Alla massa dello Z $\frac{\langle N_g \rangle}{\langle N_q \rangle} \approx 1.7$

Non soltanto I valori medi di molteplicita' ma anche le larghezze fluttuano secondo Poisson:

$$\frac{\sigma_g}{\sigma_q} = \sqrt{\frac{C_A}{C_F}}$$

La piu' alta molteplicita' nel caso dei gluoni implica che i jet dei gluoni devono avere una funzione di frammentazione piu' soffice. Dal punto di vista dinamico, a piccoli x conta solo il fattore di colore in quanto la lunghezza d'onda del gluone emesso e' molto maggiore di quella del genitore (quark o gluone) e quindi insensibile alla sua struttura di spin.. Quindi la distribuzione per quark e gluoni e' simile: a NNLA $\sim \ln(1/x)$ ma le altezze relative sono in proporzione C_A/C_F .



12.3. Average charged particle multiplicities (left) and multiplicity ratios (right) for light quark and gluon jets as a function of the topological scale Q_T . The shaded band indicates the ratio of the derivatives. Figure from DELPHI Collab.(1999b).

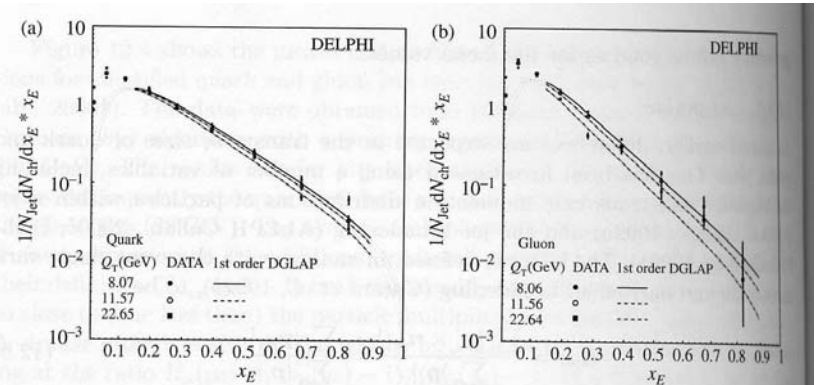


FIG. 12.6. The quark and gluon fragmentation functions at three values of the topological scale Q_T . The curves are the result of a simultaneous fit satisfying the time-like DGLAP equations. Figure from DELPHI Collab.(2000b).

Q_T e' chiamata la scala topologica Q_T :
$$Q_T = E_{\text{jet}} \sin(\theta_{\text{min}} / 2) = E_q \sin(\theta_{\text{qg}} / 2)$$

A piccolo x il gluone di grande lunghezza d'onda "vede" un dipolo colore-anticolore della coppia di quark e l'effetto di radiazione e' soppresso (colore nullo)

Bibliografia

R.K.Ellis et al. “QCD and Collider physics” Cambridge monographs 1996;

V.D.Barger and R.J.N.Phillips “Collider Physics” Addison Wesley Pub. 1997