

Abbiamo cominciato a trattare i processi governati dalle interazioni forti \rightarrow annichilazione $e^+e^- \rightarrow$ adroni.

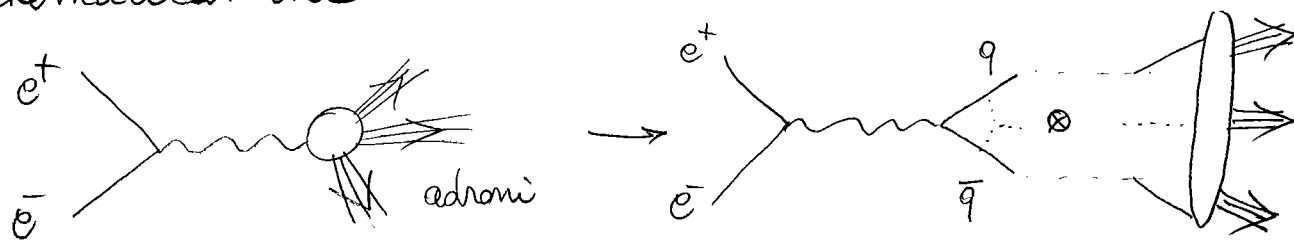
Interazione forte non permette ai costituenti fondamentali (quark e gluoni) di essere liberi (stati asintotici).

Per poter effettuare uno studio quantitativo (perturbativo) è necessario considerare opportuni osservabili

- duri: è presente una scala d'energia $Q \gg \Lambda_{QCD} \sim 200 \text{ MeV}$ in modo tale che $\alpha_s(Q^2) \ll 1 \Rightarrow$ partoni quasi liberi
- inclusivi: si includono nello stato finale tutti gli stati adronici ammissibili; (vedremo successivamente come rilassare questa richiesta)

Queste prescrizioni permettono (in certi casi) di fattorizzare gli effetti perturbativi di corta distanza (produzione di partoni duri e loro prime interazioni) dagli effetti non perturbativi di lunga distanza (interazioni secondarie e adronizzazione).

Schematicamente



modellò a partoni
(LO QCD)

conversione in
adroni, soppresso

correzioni perturbative (NLO QCD) di potenza α $Q \gg \Lambda_{QCD}$

$$1 + \mathcal{O}(\alpha_s) = 1 + \mathcal{O}\left(\frac{1}{\ln \frac{Q}{\Lambda}}\right)$$

$$1 + \mathcal{O}\left(\frac{\Lambda}{Q}\right)^p : p \geq 1$$

Le correzioni perturbative si presentano come:

- emissioni REALI di un gluone

$$\left| \text{diagram 1} + \text{diagram 2} \right|^2 = \text{diagram 3} + \text{diagram 4} + (1 \leftrightarrow 2)$$

particelle finali on-shell

- correzioni VIRTUALI

$$\left(\text{diagram 1} + \text{diagram 2} + \text{diagram 3} \right) \left(\text{diagram 4} \right)^* + \text{c.c.} = 2\text{Re} \left[\text{diagram 5} + \text{diagram 6} + (1 \leftrightarrow 2) \right]$$

Averamo calcolato i contributi virtuali e
averamo iniziato il calcolo dell'emissione reale.

Il nostro scopo è

- * mostrare la cancellazione delle divergenze IR che si presentano nei due tipi di correzioni
- * ottenere un valore ben definito per la sezione d'urto totale e per il rapporto adronico $R = N_c \sum_s Q_s^2 [1 + (?)\alpha_s]$ da confrontare con gli esperimenti, così da:
 - validare la QCD come teoria
 - misurare la "costante" di accoppiamento α_s .

OSSERVAZIONE

I contributi reali e virtuali (a livello di $|M|^2$)

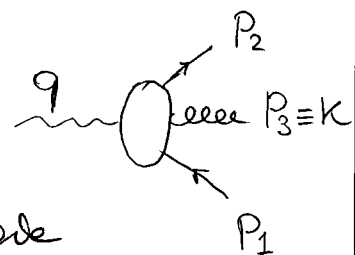
coinvolgono diagrammi molto simili: $\text{diagram 7} + \text{diagram 8}$.

L'unica differenza è nelle linee on-shell, cioè i diagrammi sono "tagliati" da $|$ in modo diverso: la cinematica è differente.

Questa somiglianza diagrammatica è alla base del fatto che
⇒ reale e virtuale presentano le stesse divergenze IR. ←
La diversa cinematica è responsabile del segno opposto delle singolarità e di differenze nei termini finiti.

Per descrivere la cinematica dell'emissione reale (3)
 è conveniente introdurre le variabili

$$x_i = \frac{2 P_i \cdot q}{q^2 \rightarrow s} \stackrel{\text{nel CM}}{=} \frac{E_i}{\sqrt{s}/2} \geq 0$$



nel SDR del CM esprimono le frazioni di energia rispetto all'energia dell'elettrone $E_e = \sqrt{s}/2$.

La conservazione dell'energia $\Rightarrow x_1 + x_2 + x_3 = 2$ (2 variabili indip.)

Tramite le x_i possiamo esprimere gli angoli tra i partoni:

P.es. $2 \vec{p}_2 \cdot \vec{p}_3 = 2(E_2 E_3 - |\vec{p}_2| |\vec{p}_3| \cos \theta_{23}) = 2 E_2 E_3 (1 - \cos \theta_{23}) \geq 0$

$$(P_2 + P_3)^2 = (q - P_1)^2 = q^2 - 2 P_1 \cdot q = s (1 - x_1)$$

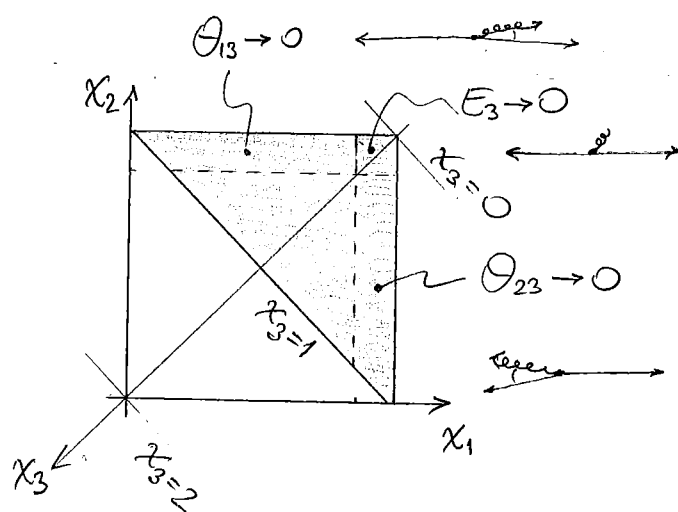
↑
angolo relativo tra part. 2 e 3.

e analoghe permutando (1, 2, 3): cinematicamente c'è complete simmetria

Pertanto $\theta_{23} \rightarrow 0 \Rightarrow x_1 \rightarrow 1 \quad (q \parallel g)$

$\theta_{13} \rightarrow 0 \Rightarrow x_2 \rightarrow 1 \quad (\bar{q} \parallel g)$

$\theta_{12} \rightarrow 0 \Rightarrow x_3 \rightarrow 1 \quad (q \parallel \bar{q})$



Avremo visto le procedure per il calcolo della sezione d'urto che portava a

$$\sigma_{e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g} = \frac{e^4}{8s^3} \underbrace{g_{\mu\nu} L^{\mu\nu}}_{-4(1-\epsilon)s} \int d\Phi_3 \underbrace{g^{\alpha\beta} H_{\alpha\beta}}_{-8N_c C_F (1+\epsilon) \frac{x_1^2 + x_2^2 - \epsilon x_3^2}{(1-x_1)(1-x_2)}}$$

singolare per $g \parallel q$ \leftarrow
 $g \parallel \bar{q}$ \leftarrow

Per capire se queste singolarità sono integrabili
 e per terminare il calcolo, esploriamo lo
 spazio delle fasi

NO in $D=4$