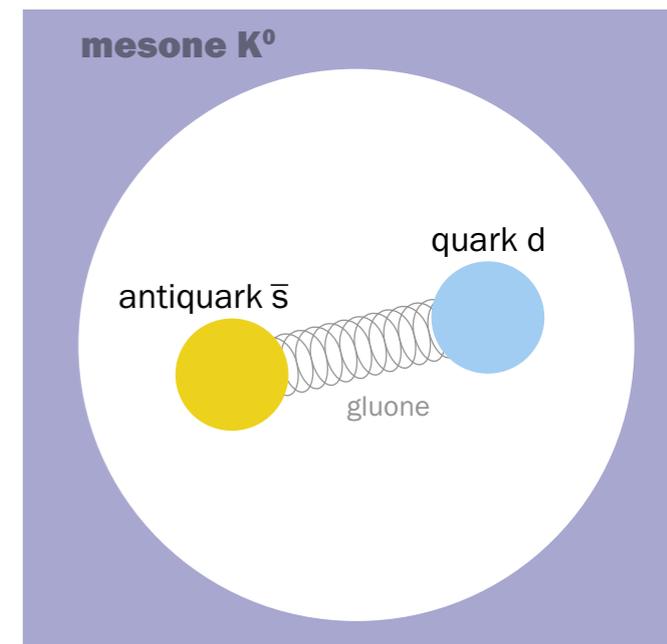
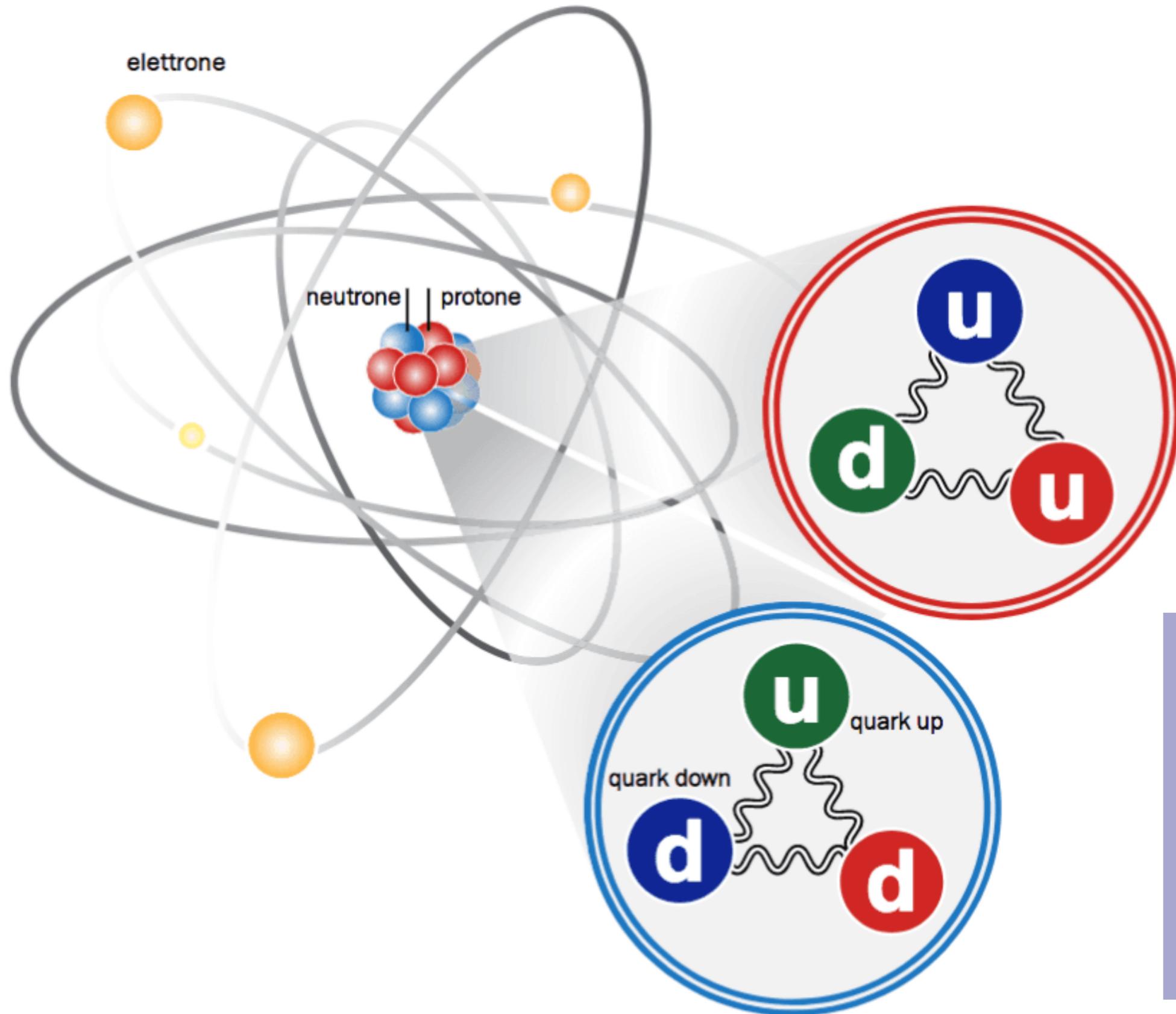


- Regole di Feynman
- violazione di parità nelle interazioni deboli
- (seconda) Regola d'oro di Fermi

*Alcuni spunti per la
lezione del 22/05/2019*

Barbara Mele

Fisica delle “particelle elementari”



da tenere a mente :

- la fisica fondamentale ha lo scopo di ridurre tutti i fenomeni naturali a un insieme di leggi e teorie che possano predire e/o spiegare quantitativamente tutte le osservazioni sperimentali
- a livello microscopico tutta la fenomenologia della materia e della radiazione (compresa la fisica molecolare, atomica, nucleare e subnucleare) può essere spiegata oggi in termini di tre classi di interazioni fondamentali:
interazioni forti, elettromagnetiche e deboli.
- per tutti i corpi materiali sulla Terra e in tutti i fenomeni geologici, astrofisici e cosmologici una quarta interazione, la forza gravitazionale, svolge un ruolo *dominante* (che è invece trascurabile nella fisica atomica e nucleare).

STANDARD MODEL OF ELEMENTARY PARTICLES

QUARKS

<p>UP</p> <p>mass 2,3 MeV/c²</p> <p>charge 2/3</p> <p>spin 1/2</p> 	<p>CHARM</p> <p>1,275 GeV/c²</p> <p>2/3</p> <p>1/2</p> 	<p>TOP</p> <p>173,07 GeV/c²</p> <p>2/3</p> <p>1/2</p> 
<p>DOWN</p> <p>4,8 MeV/c²</p> <p>-1/3</p> <p>1/2</p> 	<p>STRANGE</p> <p>95 MeV/c²</p> <p>-1/3</p> <p>1/2</p> 	<p>BOTTOM</p> <p>4,18 GeV/c²</p> <p>-1/3</p> <p>1/2</p> 

LEPTONS

<p>ELECTRON</p> <p>0,511 MeV/c²</p> <p>-1</p> <p>1/2</p> 	<p>MUON</p> <p>105,7 MeV/c²</p> <p>-1</p> <p>1/2</p> 	<p>TAU</p> <p>1,777 GeV/c²</p> <p>-1</p> <p>1/2</p> 
<p>ELECTRON NEUTRINO</p> <p><2,2 eV/c²</p> <p>0</p> <p>1/2</p> 	<p>MUON NEUTRINO</p> <p><0,17 MeV/c²</p> <p>0</p> <p>1/2</p> 	<p>TAU NEUTRINO</p> <p><15,5 MeV/c²</p> <p>0</p> <p>1/2</p> 

spin=1/2

GLUON

0

0

1



PHOTON

0

0

1



Z BOSON

91,2 GeV/c²

0

1



W BOSON

80,4 GeV/c²

±1

1



spin=1

HIGGS BOSON

126 GeV/c²

0

0

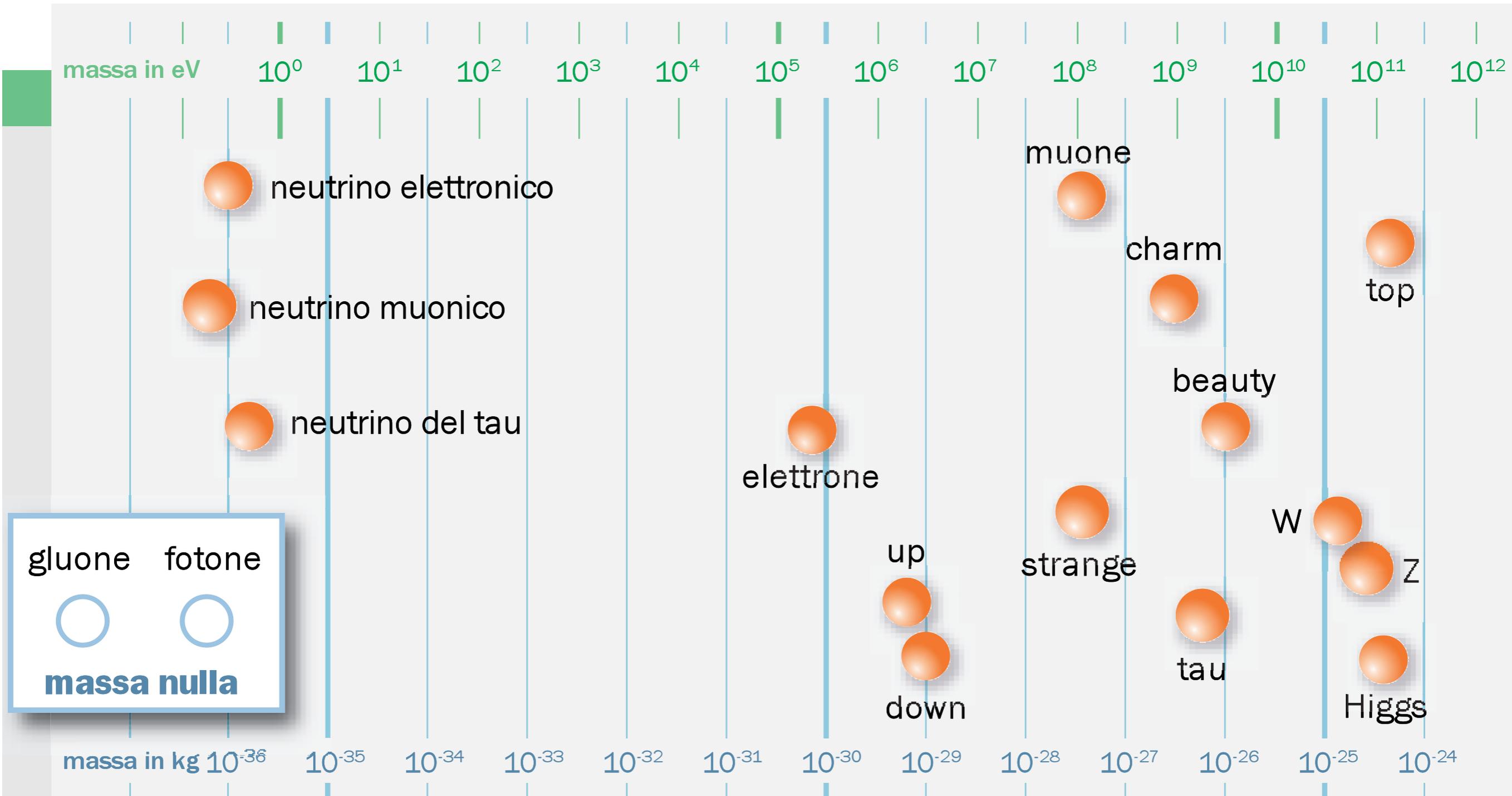


spin=0

GAUGE BOSONS

(MEDIATORI)

masse delle particelle



Regole di Feynman

La maggior parte degli esperimenti in fisica subnucleare coinvolge lo scattering di particelle.

In meccanica quantistica, anche partendo da uno stato esattamente definito, non si può prevedere il risultato di un esperimento.

Ciò che si può calcolare sono le **ampiezze di transizione**

→ quantificano la sovrapposizione tra un certo stato finale e l'evoluzione dello stato iniziale

→ sono numeri complessi il cui modulo quadro dà la probabilità che un dato risultato sia raggiunto, tra i tanti accessibili → $|M_{if}|^2$

Da questi valori viene ricavata infine la **sezione d'urto differenziale**.

Le teorie di campo che partono da principi primi devono permettere di calcolare sezioni d'urto.

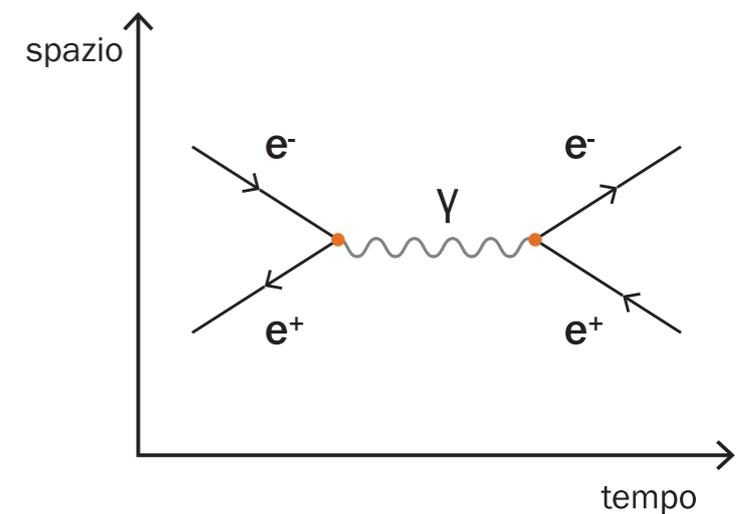
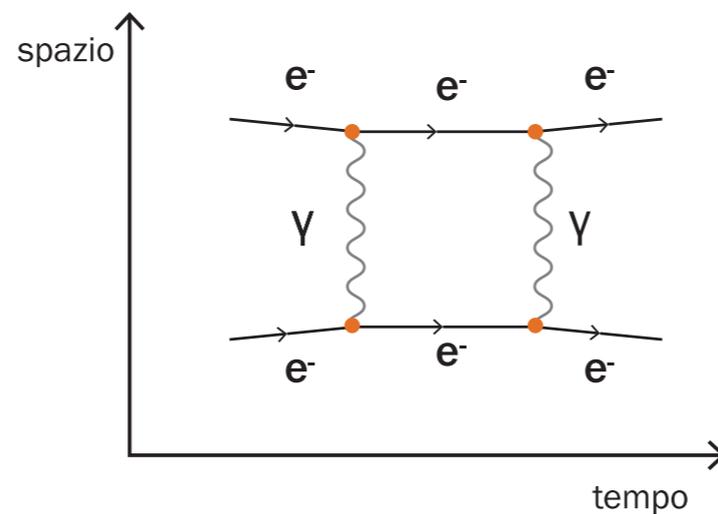
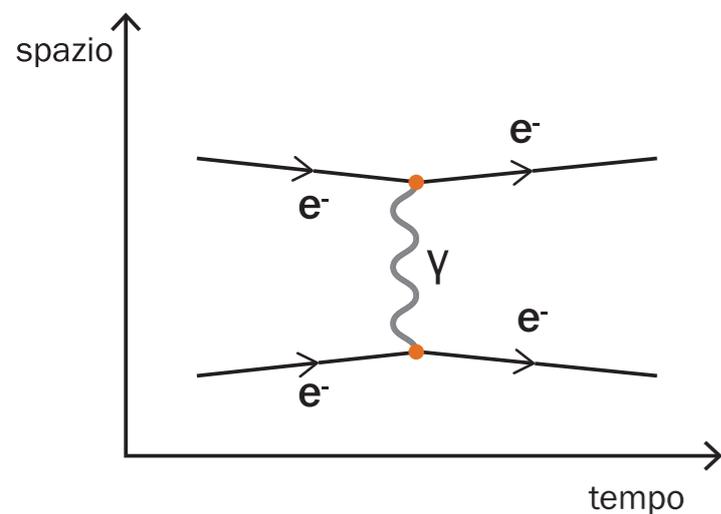
La loro espressione "**esatta**" non è nota nemmeno per i processi più semplici. Il meglio che si può fare è ottenere un'espressione formale delle ampiezze di transizione **come serie perturbativa e calcolarne i primi termini**. A questo fine intervengono i diagrammi di Feynman, ciascuno dei quali rappresenta un pezzo dell'espressione perturbativa dell'ampiezze di transizione.

Feynman ha formulato delle prescrizioni per calcolare l'ampiezza di transizione associata a ciascun diagramma, partendo dalla Lagrangiana che descrive la teoria di campo. In questo modo è possibile partire dal disegno grafico dell'evento all'ordine fondamentale e del suo sviluppo perturbativo e da essi ricavarne i termini algebrici ("non solo" per una visualizzazione dell'ampiezza di transizione). Queste prescrizioni sono note come Regole di Feynman.

➔ *Lagrangiana del Modello Standard*

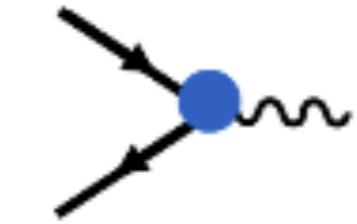
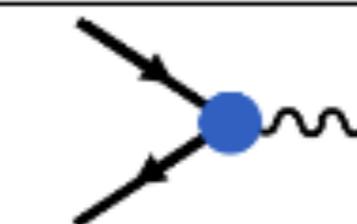
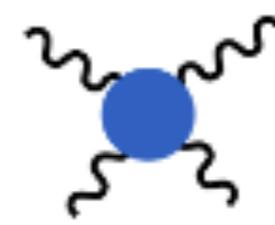
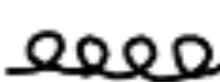
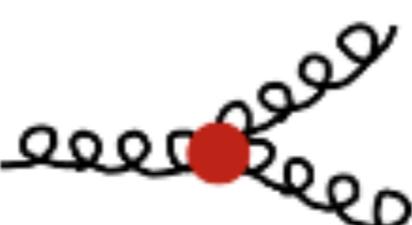
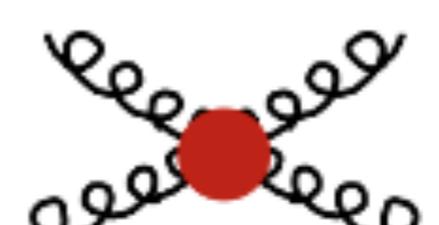
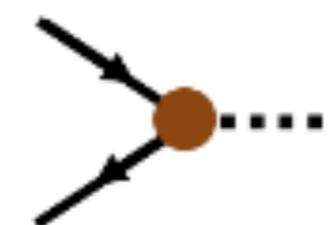
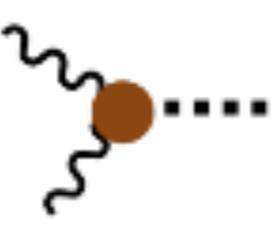
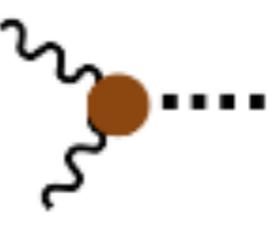
$$L = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + i\bar{\psi} \not{D} \psi + h.c. + \psi_i y_{ij} \psi_j \Phi + h.c. + |D_\mu \Phi|^2 - V(\Phi)$$

$$SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$$

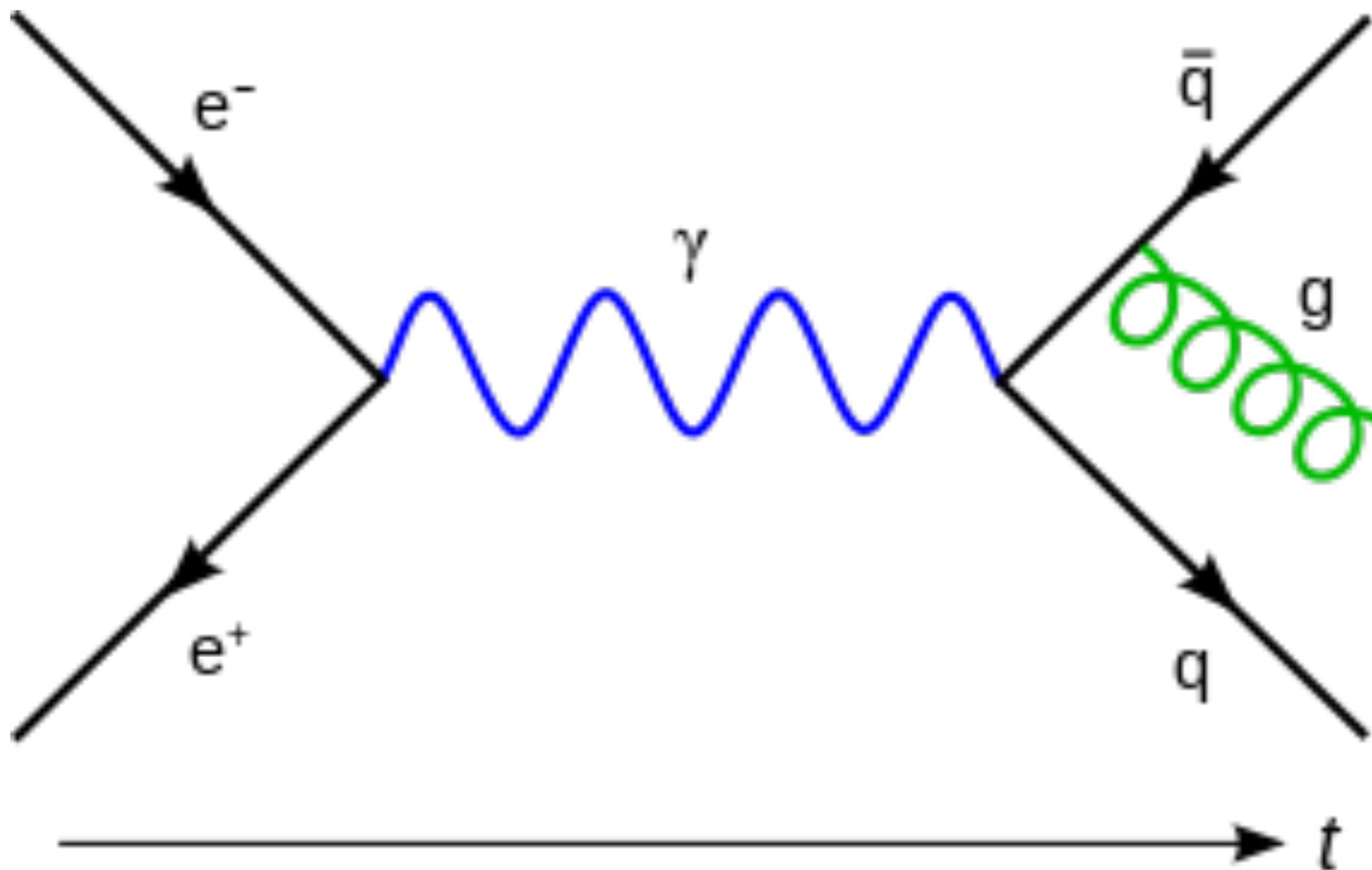


componenti dei diagrammi di Feynman

- **vertici** (fattore derivato dal termine di interazione)
- **particelle esterne**
le linee entranti ed uscenti devono essere funzioni che trasportano l'energia, il momento e lo spin delle particelle reali coinvolte nell'interazione studiata.
- **propagatori** :
ampiezza di probabilità che una particella viaggi da un luogo ad un altro in un dato tempo, con una certa energia e momento; ciascuna linea interna corrisponde ad un fattore legato al propagatore della particella virtuale (con $p^2 < 0 > M^2$)
- **conservazione quadrimpulso** (in ciascun vertice)
- **freccie** (indicano direzione momento particella oppure opposto direzione antiparticella)

γ 	 $q\bar{q}\gamma$ $l^-l^+\gamma$	 $W^+W^-\gamma$	
Z 	 $q\bar{q}Z$ $l\bar{l}Z$	 W^+W^-Z	
W^{+-} 	 $q\bar{q}'W$ $l\nu W$		 $WWWW$
g 	 $q\bar{q}g$	 ggg	 $gggg$
h 	 $q\bar{q}h$ $l\bar{l}h$	 W^+W^-h	 ZZh

Rappresentazione semplice/pulita in collisioni e^+e^-



sviluppo perturbativo nella costante di accoppiamento

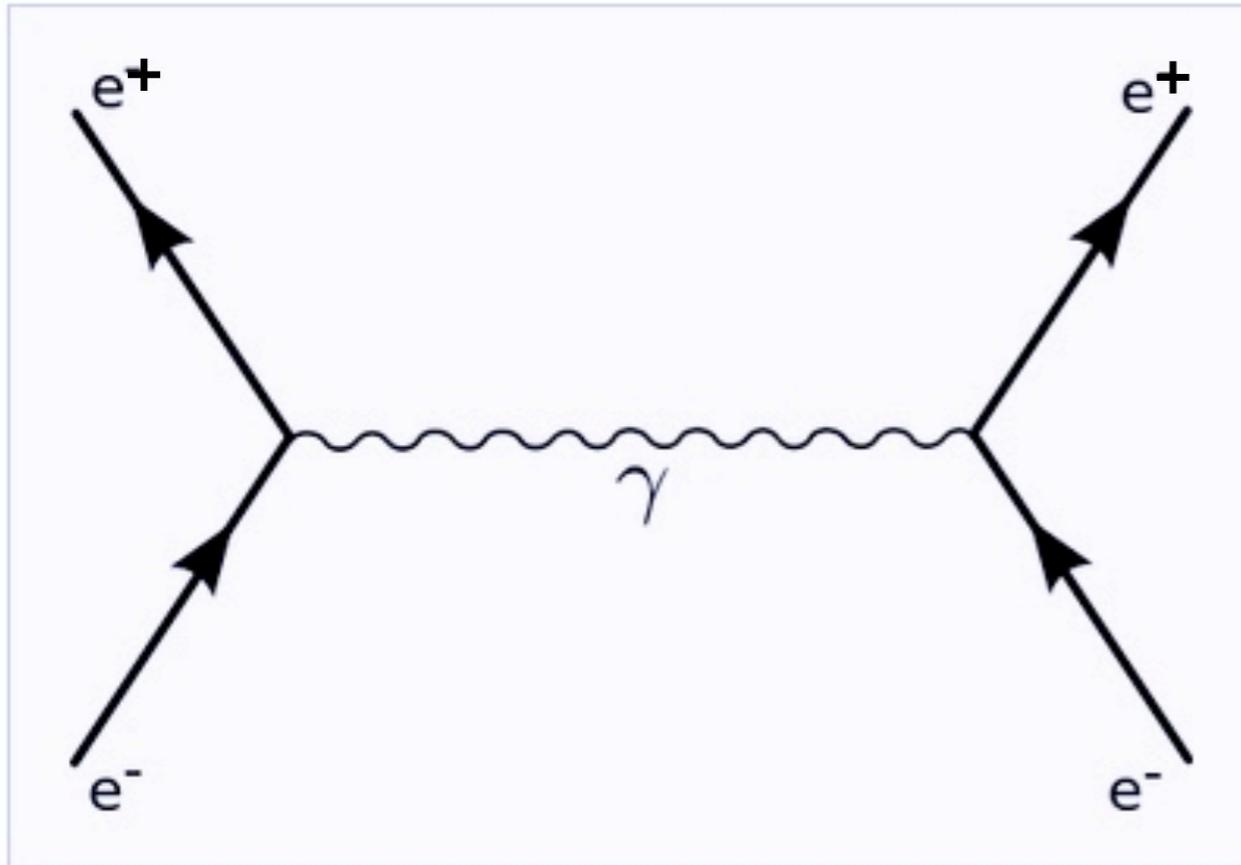


Diagramma di Feynman al primo ordine, contenente un propagatore fotonico.

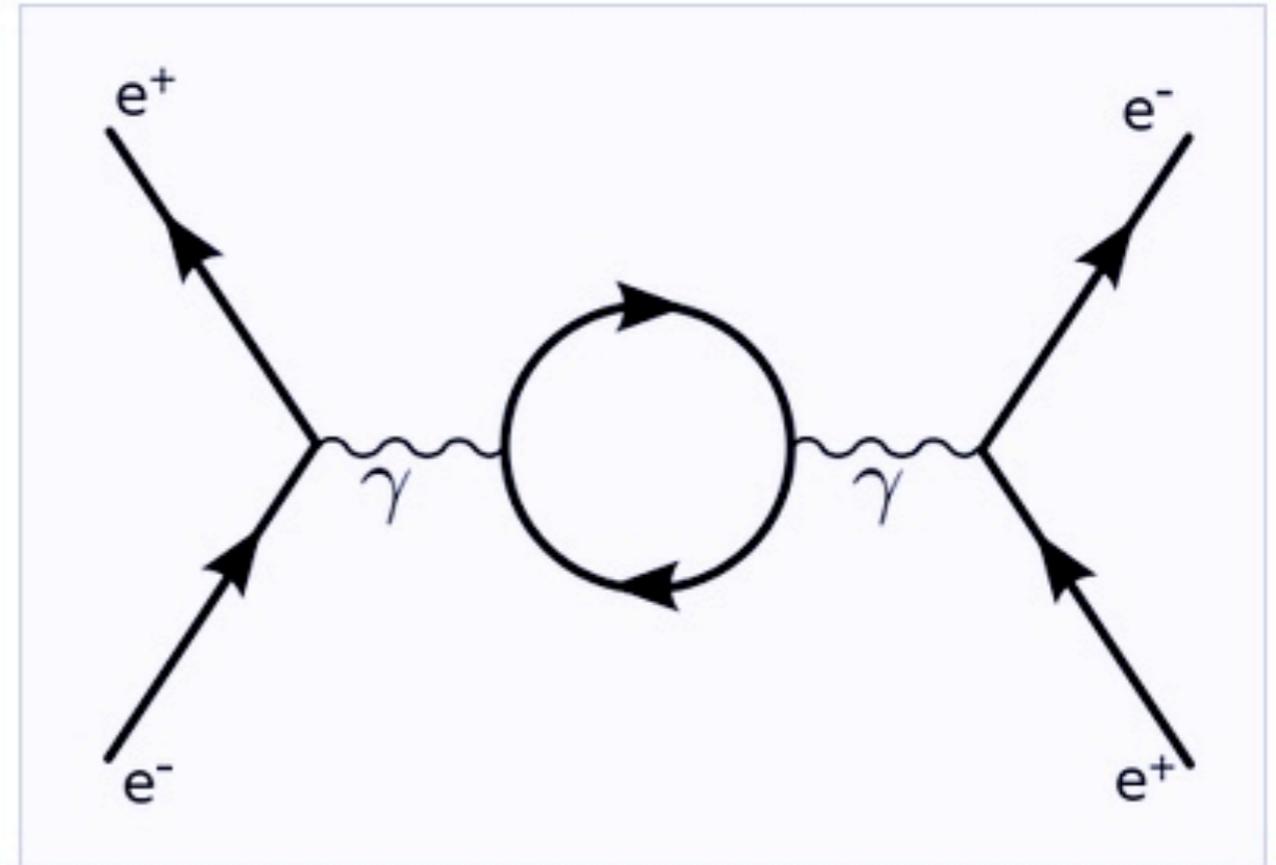


Diagramma di Feynman al secondo ordine, contenente due propagatori fotonici e linee esterne fermioniche.

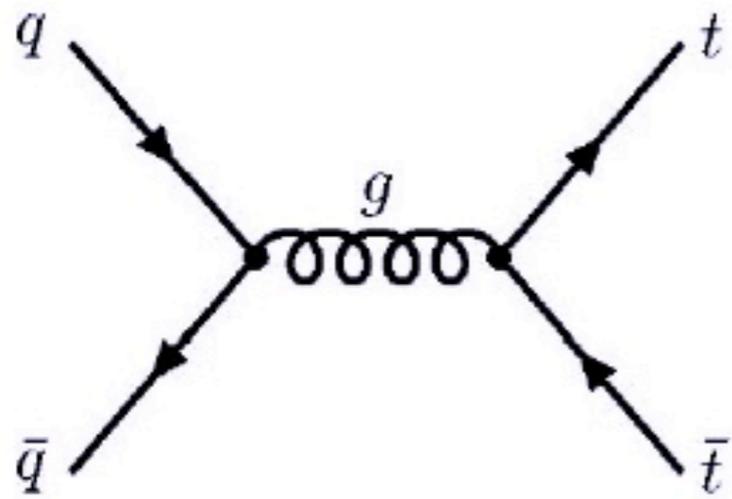
nota !

le particelle non “scelgono” un particolare diagramma ogni volta che interagiscono

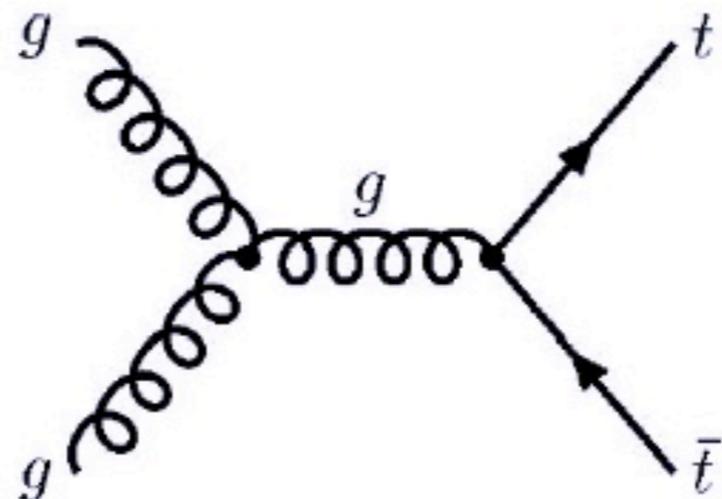
→ un evento di scattering o decadimento è la somma di tutti i diagrammi possibili, accessibili secondo le regole fisiche.

per calcolare un'ampiezza di transizione dobbiamo rappresentare tutti i diagrammi fino all'ordine desiderato dello **sviluppo di Taylor nella costante di accoppiamento e applicare le Regole di Feynman.**

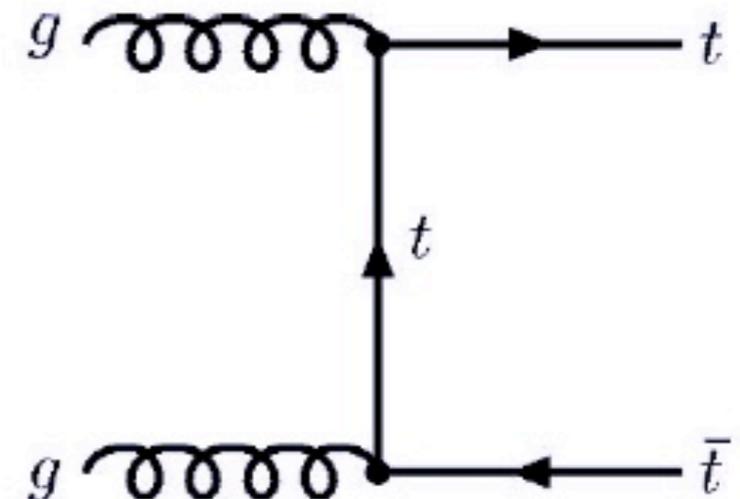
**sezione d'urto partonica
per coppie di quark top :**
tutti i diagrammi all'ordine più basso



(a)

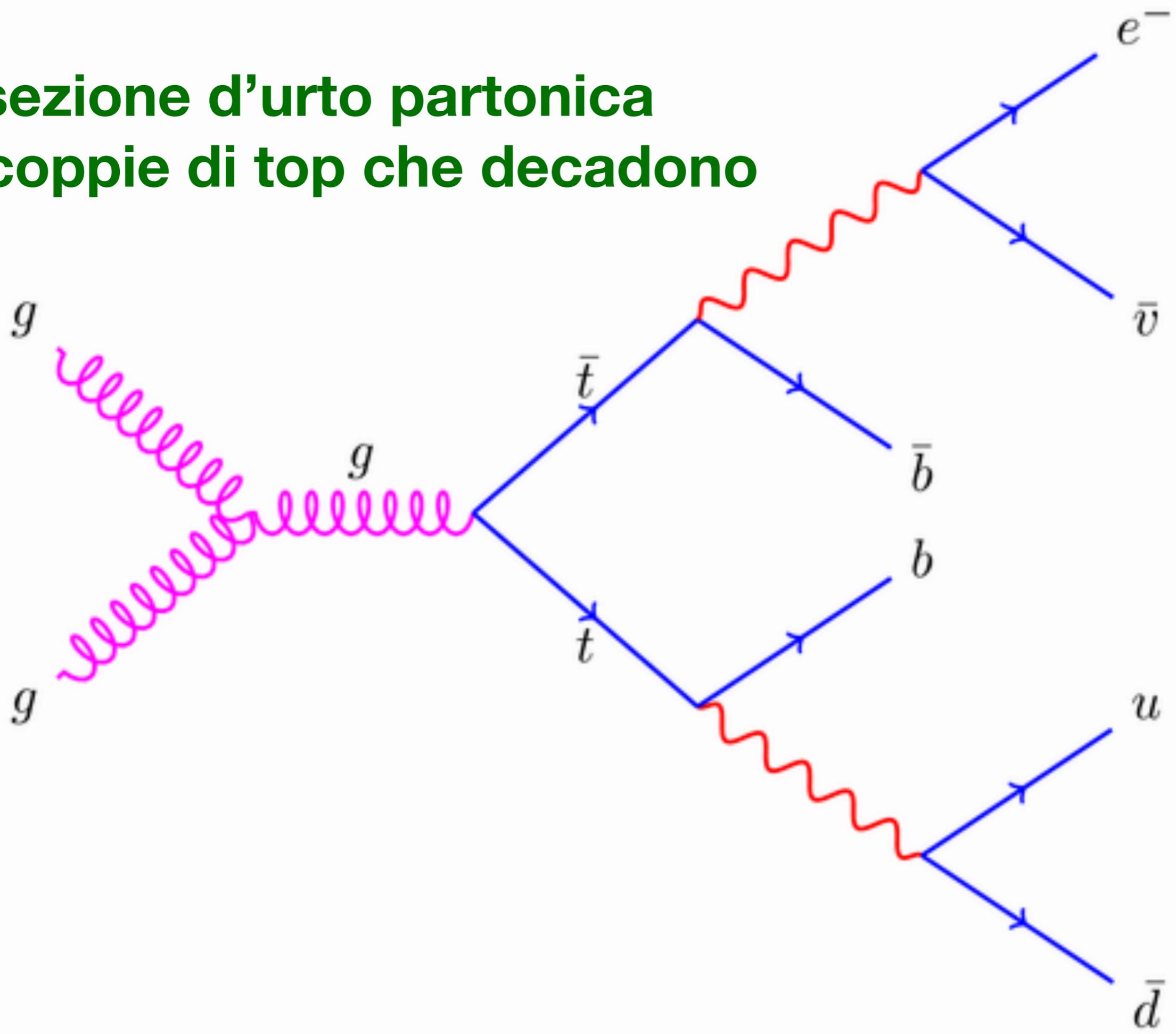


(b)

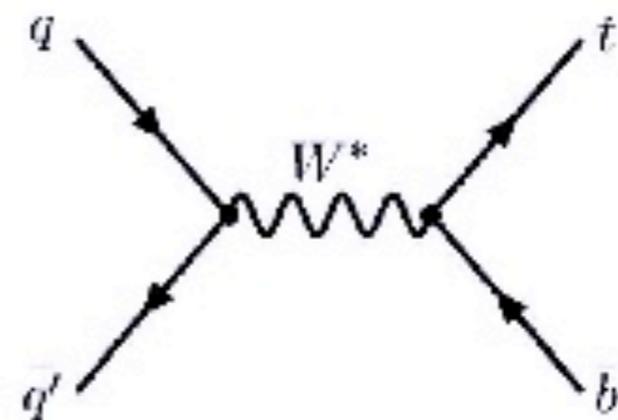


(c)

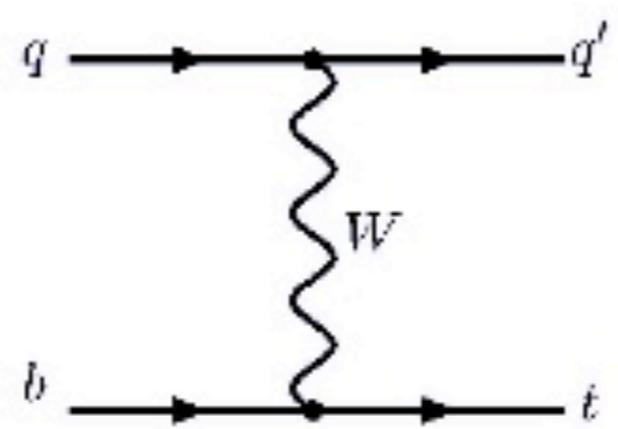
**sezione d'urto partonica
per coppie di top che decadono**



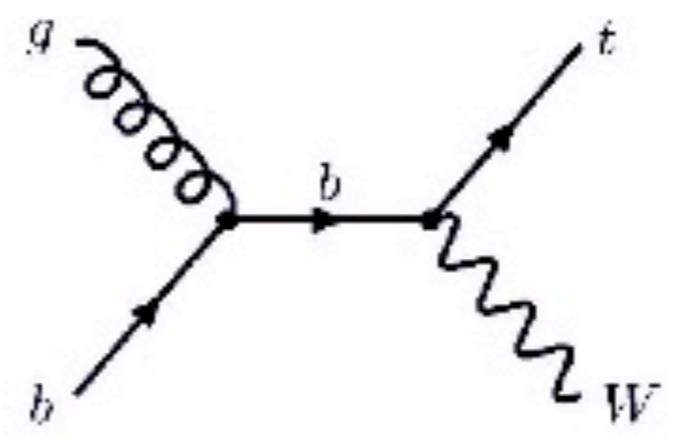
**sezione d'urto partonica
per top singolo:
3 processi !**



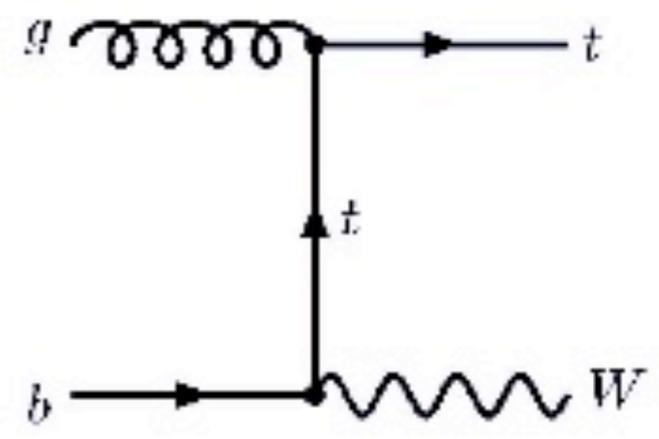
(a)



(b)



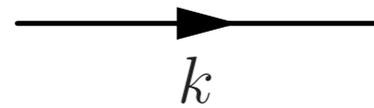
(d)



(e)

Teoria scalare autointeragente

- il propagatore è uguale all'opposto dell'inverso dell'operatore cinetico, che per questo caso di campo scalare è l'operatore $(k^2 - m^2)$ di Klein-Gordon



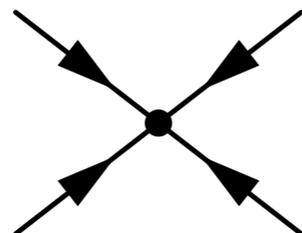
$$\frac{1}{k^2 - m^2 + i\epsilon}$$

- il vertice in cui si congiungono quattro propagatori è codificato nel termine del potenziale di interazione nello spazio dei momenti



$$\frac{-i\lambda}{4!}$$

- la conservazione del momento in un vertice è anch'essa codificata nel termine del potenziale e si esprime con il δ dei momenti, presi convenzionalmente col segno positivo se entranti



$$(2\pi)^4 \delta(k_1 + k_2 + k_3 + k_4)$$

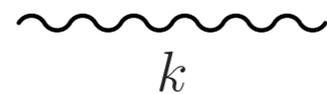
Teoria QED

- vertice:

$x \bullet$

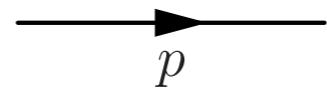
$$ie\gamma^\mu$$

- propagatore del fotone:



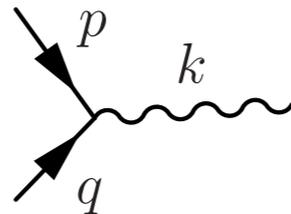
$$-g^{\mu\nu} \frac{i}{k^2 + i\epsilon}$$

- propagatore dello spinore:



$$\frac{i(\not{p} + M)}{p^2 - M^2 + i\epsilon}$$

- conservazione del momento ad ogni vertice



$$(2\pi)^4 \delta(p + q + k)$$

- integrazione su ciascun momento interno:

$$\int \frac{d^4 p}{(2\pi)^4}$$

- un fattore $(-1)^n$ deve essere incluso nel calcolo dell'ampiezza di un diagramma contenente n loop fermionici

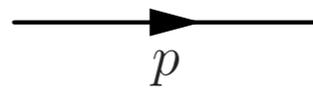
Teoria QCD

- propagatore del gluone:



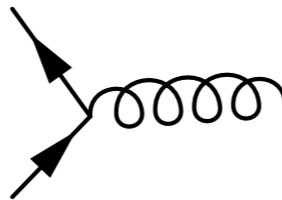
$$i(D_{\mu\nu}(k))^{ab} = \frac{\delta_{ab}g_{\mu\nu}}{k^2 + i\epsilon}$$

- propagatore del quark:



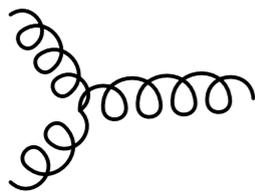
$$(S_{\alpha\beta}(p))^{ab} = \left(\frac{\delta_{ab}}{\not{p} - m + i\epsilon} \right)_{\alpha\beta}$$

- vertice quark-antiquark-gluone



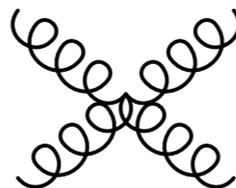
$$(\Gamma_{qqg}^{\mu,c})^{ab}_{\alpha\beta} = g(t^c)^{ab}(\gamma^\mu)_{\alpha\beta}$$

- vertice tre gluoni



$$(\Gamma_{ggg}^{\mu\nu\sigma})_{abc} = gf_{abc} [g^{\mu\nu}(k-p)^\sigma + \text{perm.}]$$

- vertice quattro gluoni



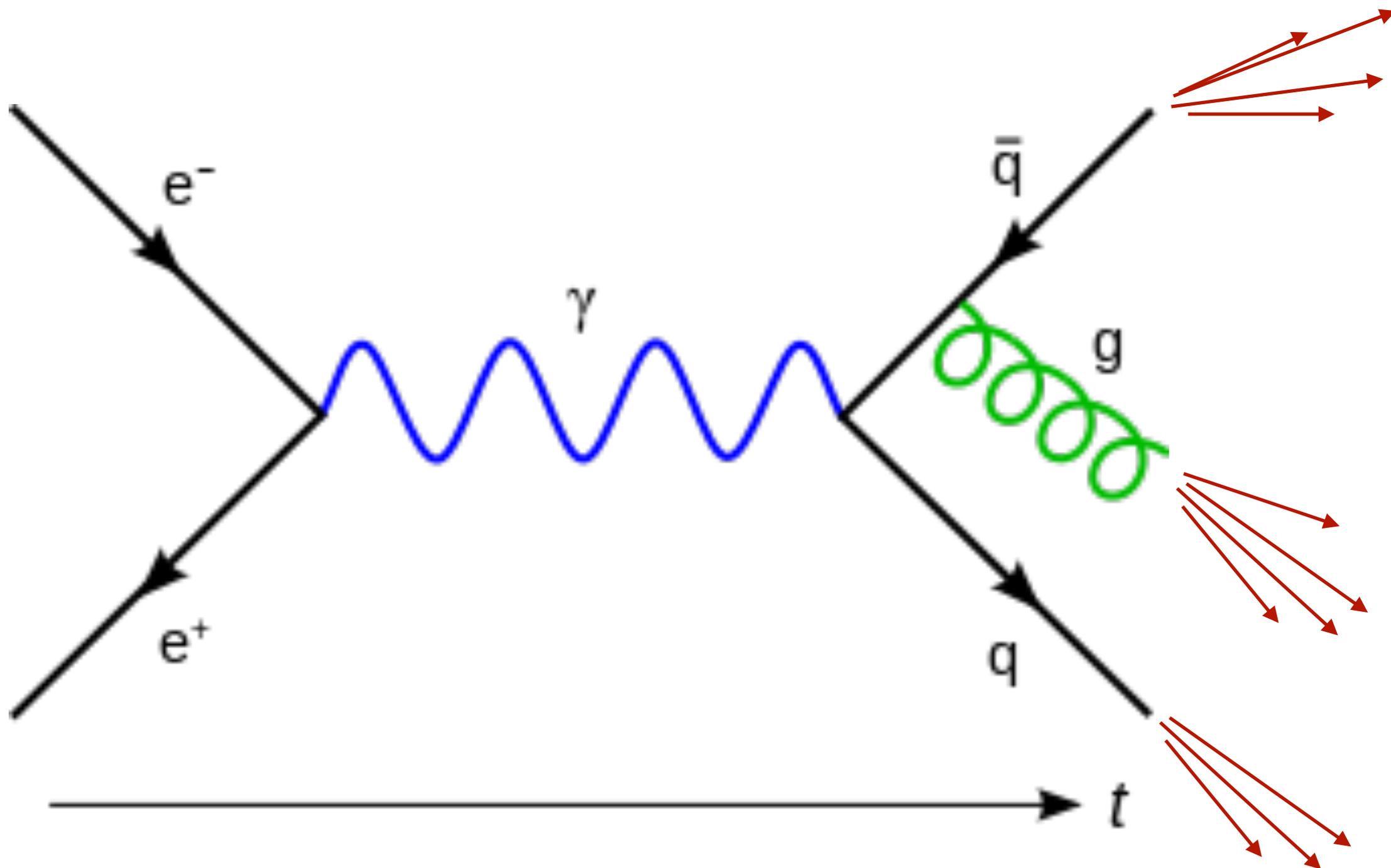
$$\left(\Gamma_{g^4}^{\mu\sigma\nu\tau} \right)_{abcd} = g^2 f_{iab} f_{icd} [(g^{\mu\sigma} g^{\nu\tau} - g^{\mu\tau} g^{\nu\sigma}) + \text{permutazioni cicliche}]$$

**i quark liberi non possono essere
osservati !**

**si combinano in particelle neutre
per carica di colore
(mesoni, barioni)**

prima di poter essere rivelati

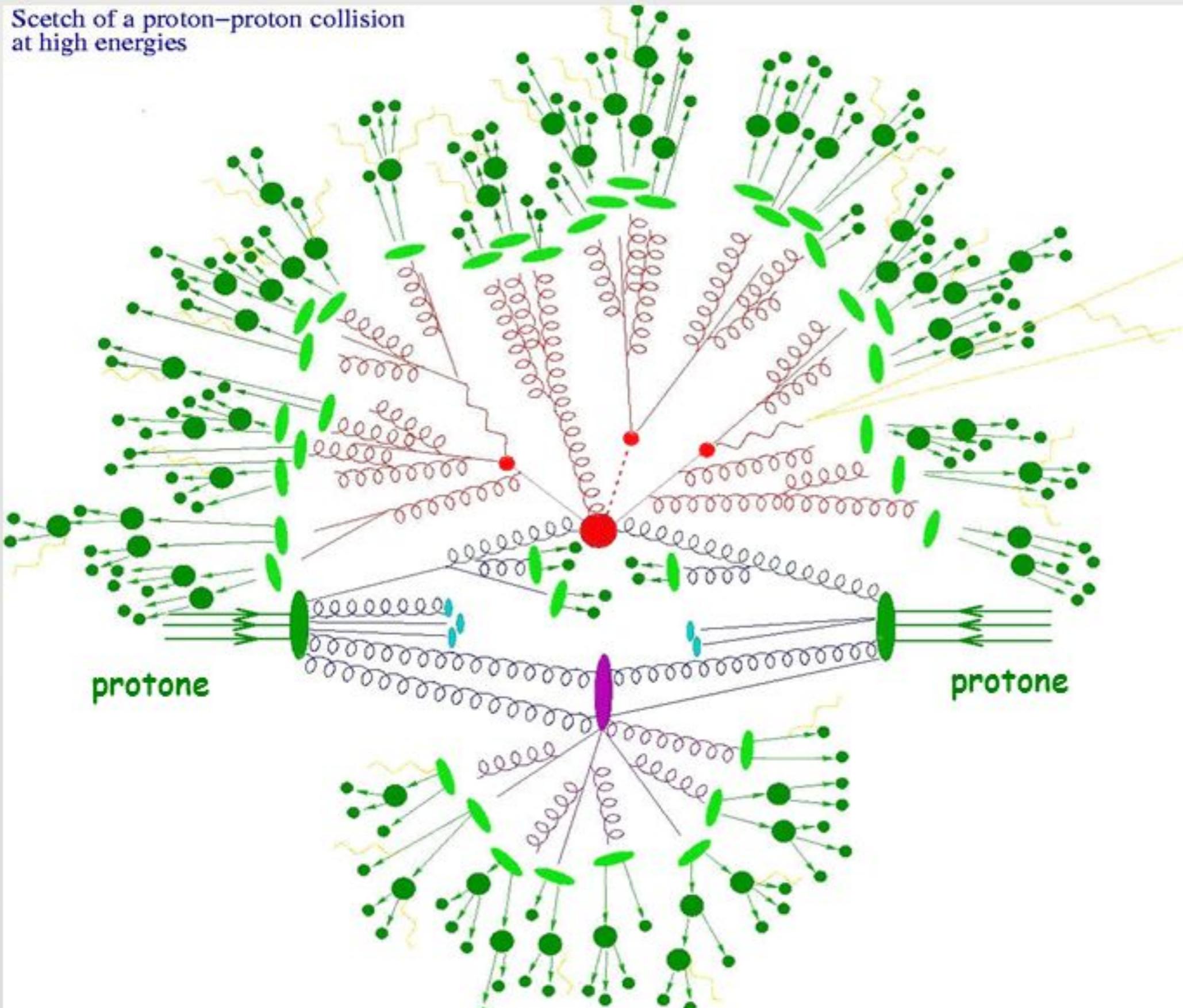
Rappresentazione semplice/pulita in collisioni e^+e^-



Interazioni p-p @ LHC



Scetch of a proton-proton collision at high energies



Interazione principale

ISR e FSR

Creazione dei Jet

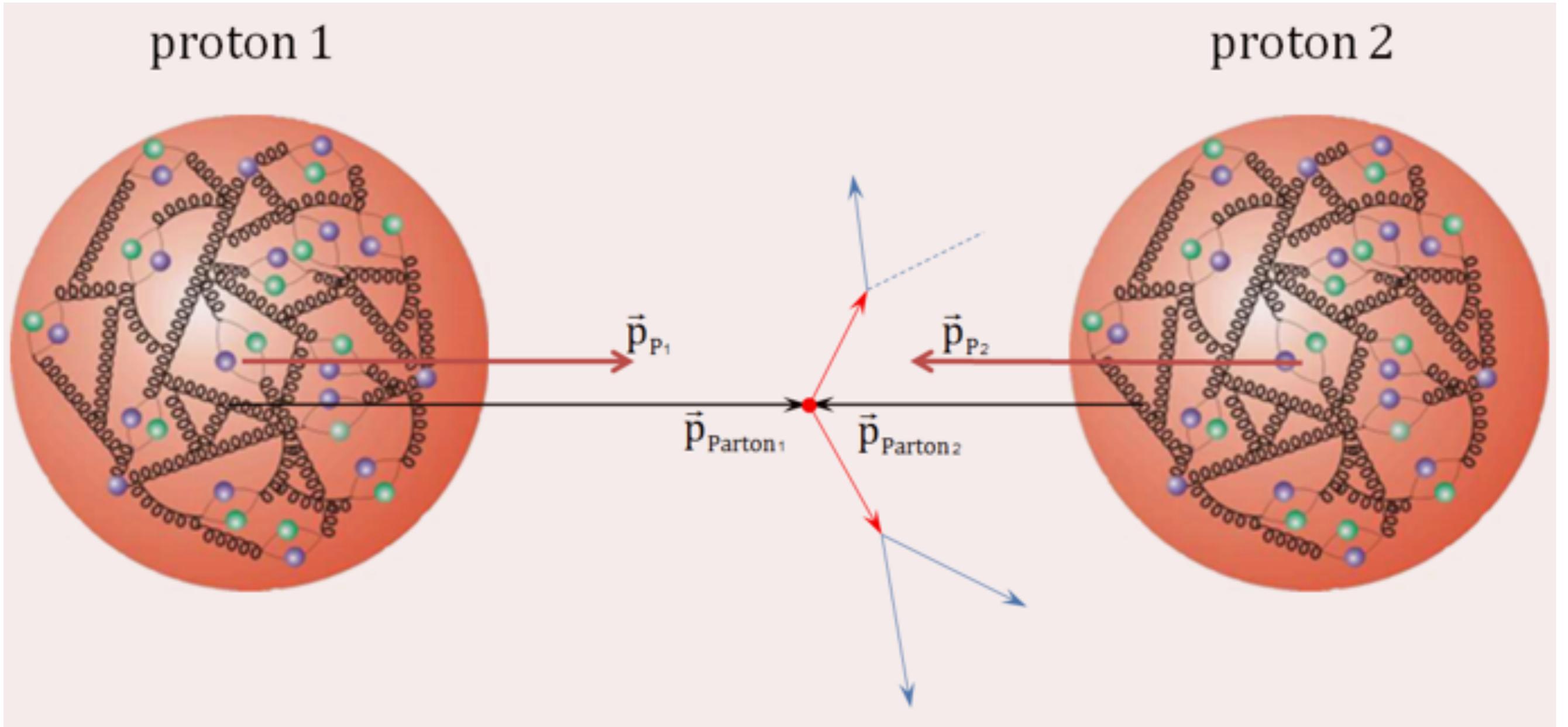
Frammentazione e Adronizzazione

MPI

Beam Remnant

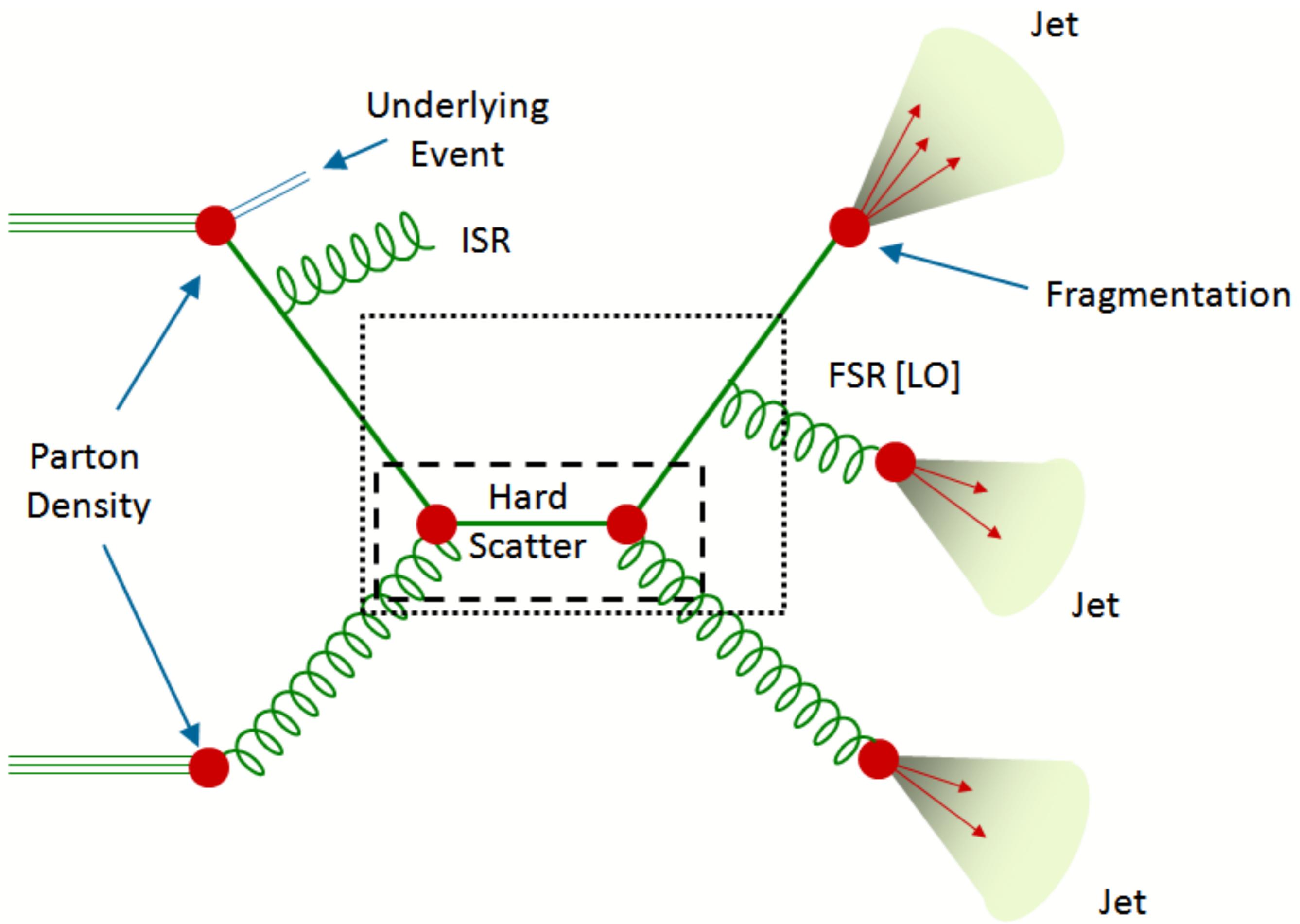
Ambroglini

Collisione di due protoni



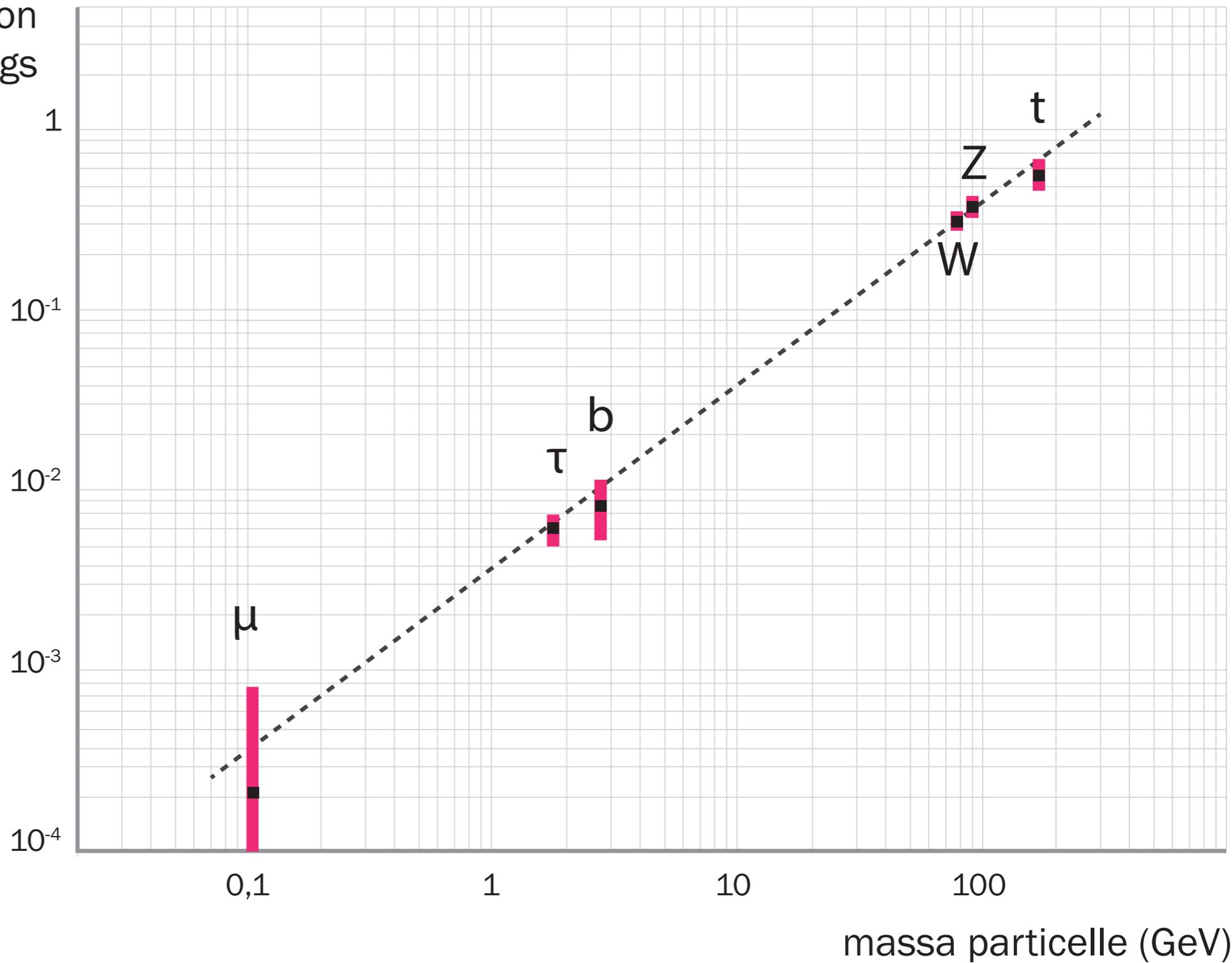
$$\sigma(s, \tau) = \sum_{AB} \int dx_1 dx_2 p_{1A}(x_1, Q^2) p_{2B}(x_2, Q^2) \sigma_{AB}(x_1 x_2 s, \tau)$$

sezione d'urto



CMS

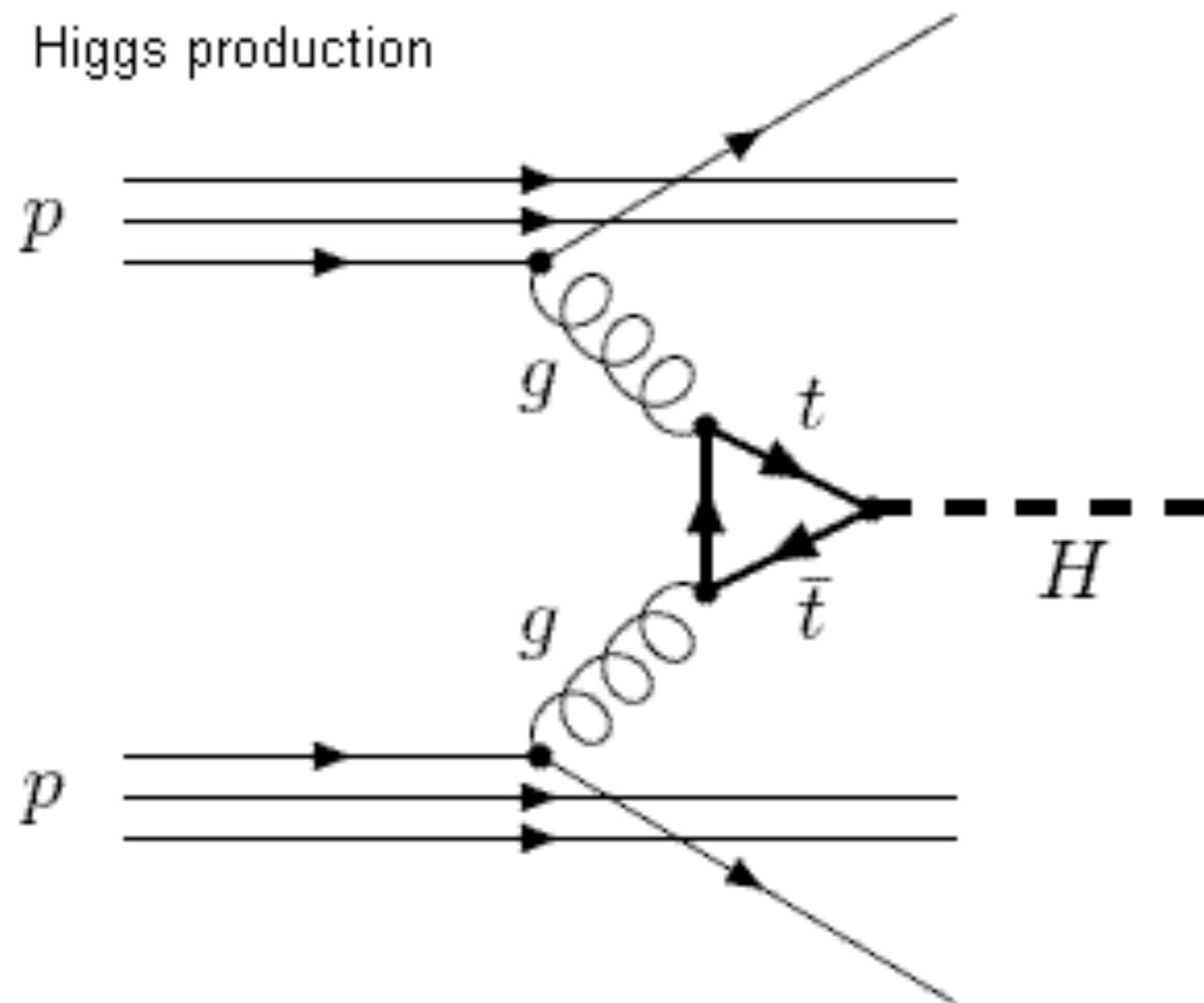
accoppiamento con
il bosone di Higgs



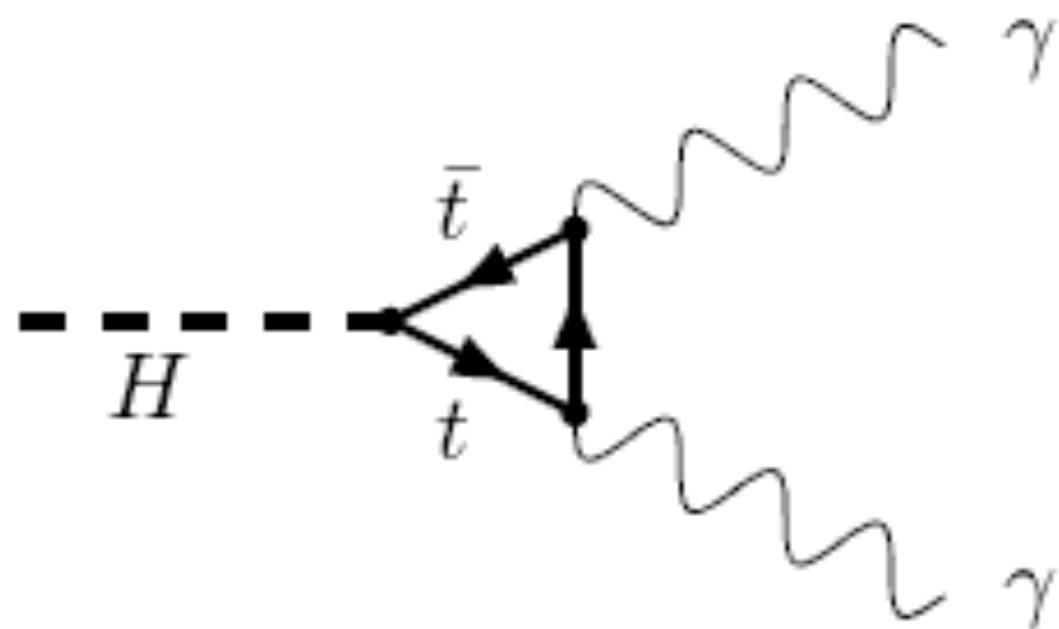
- W bosone W
- Z bosone Z
- t quark top
- b quark bottom
- τ tauone
- μ muone

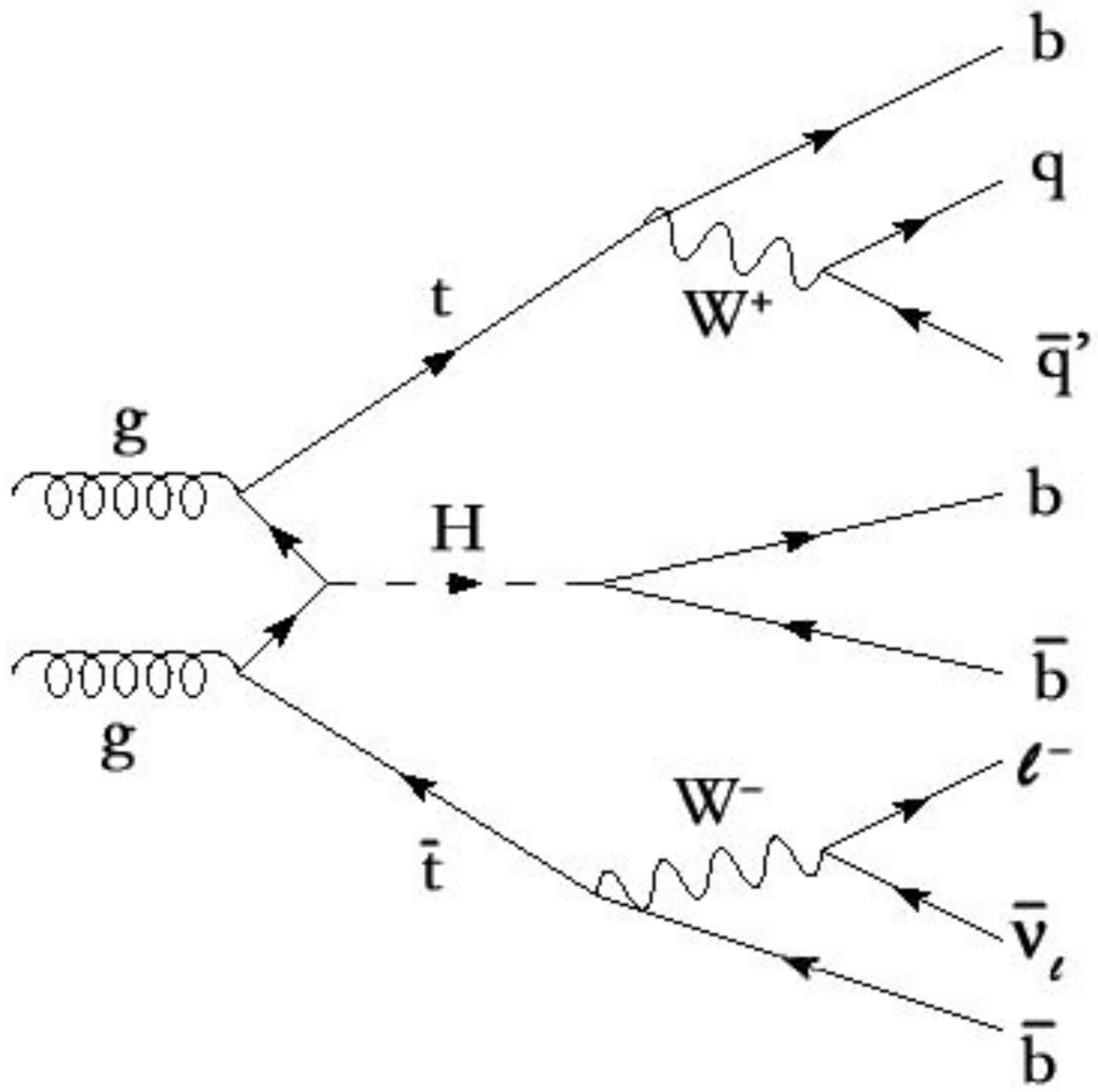
**il bosone di Higgs si accoppia poco alle
particelle leggere !**

Higgs production

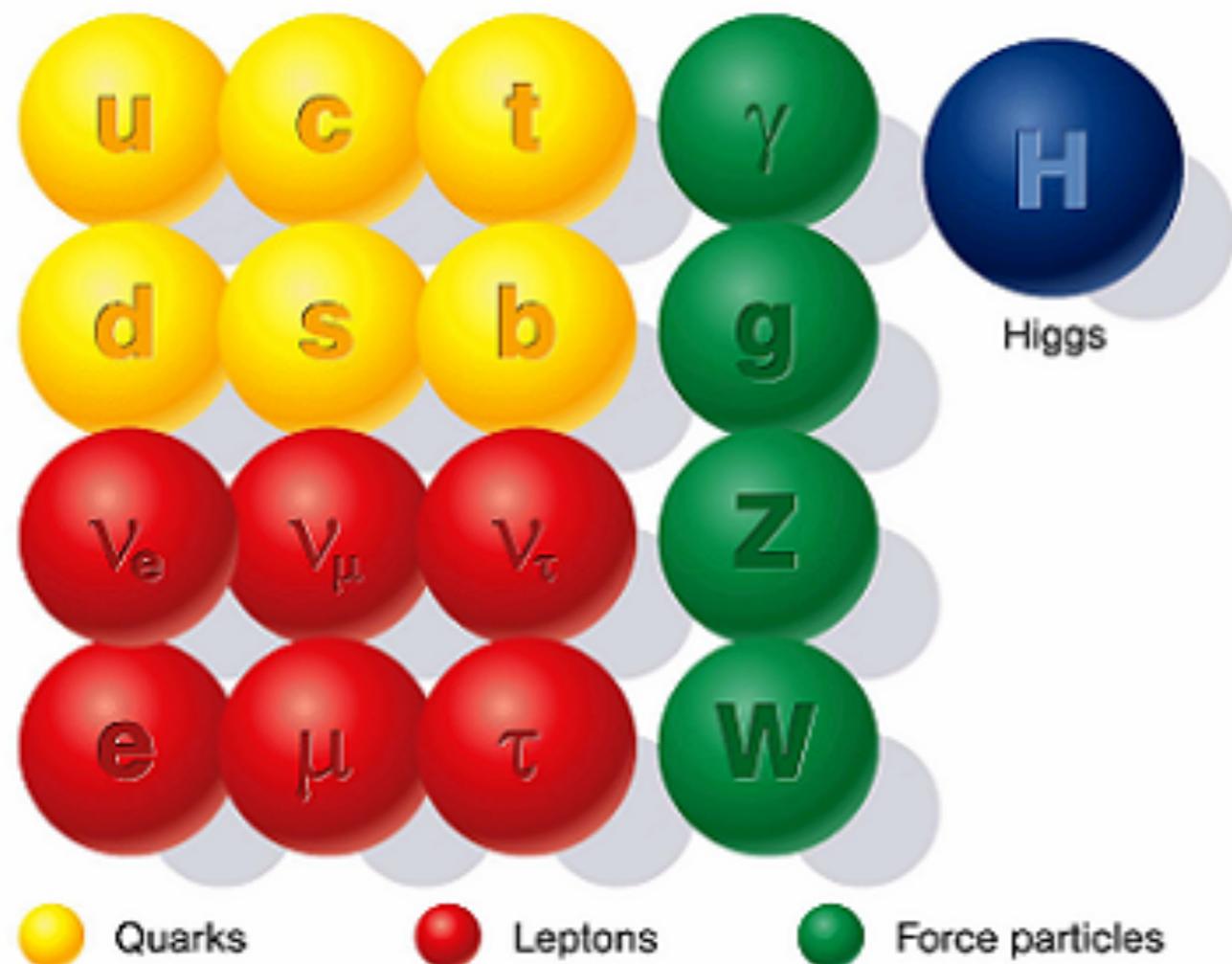


Higgs decay to photons

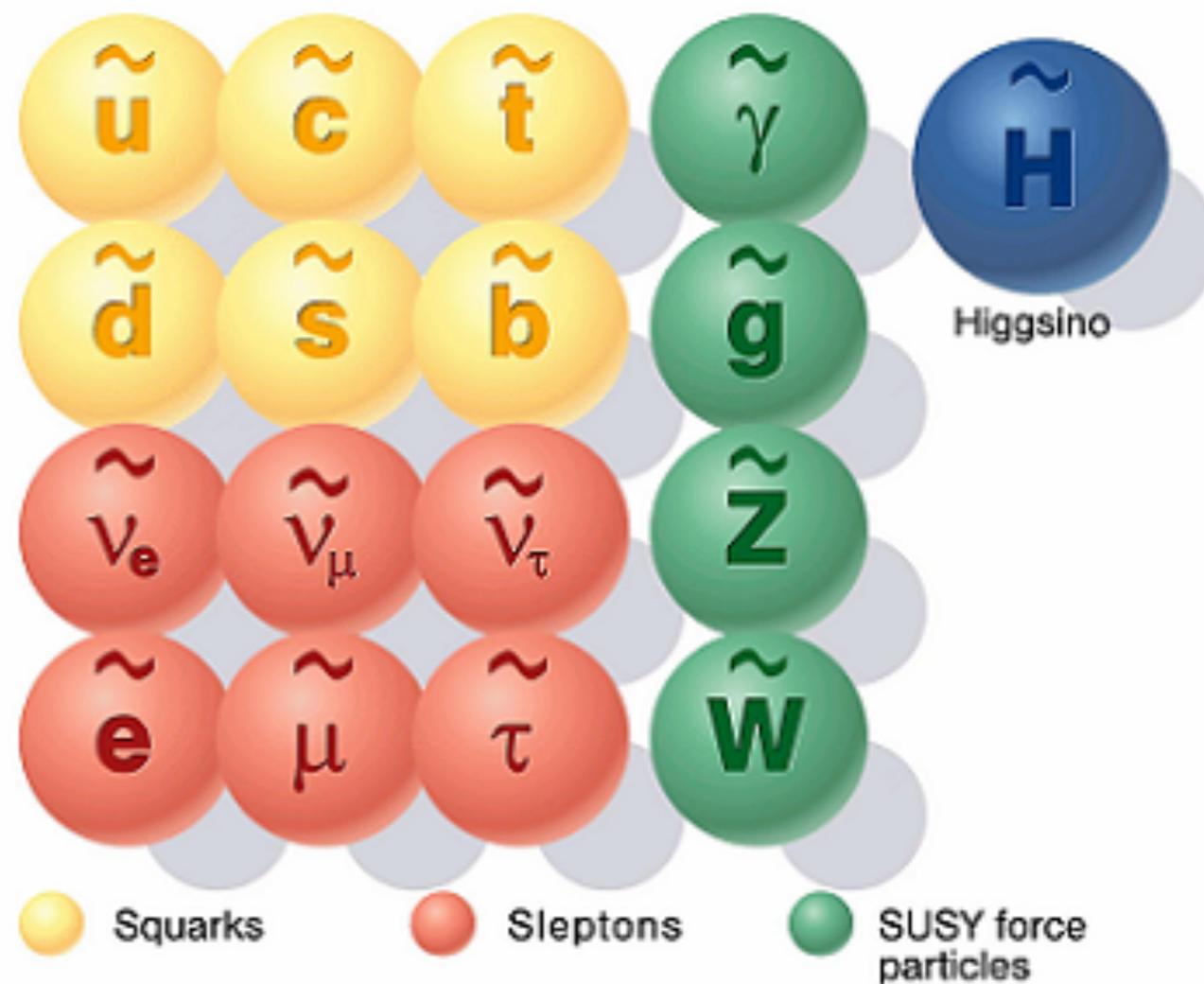


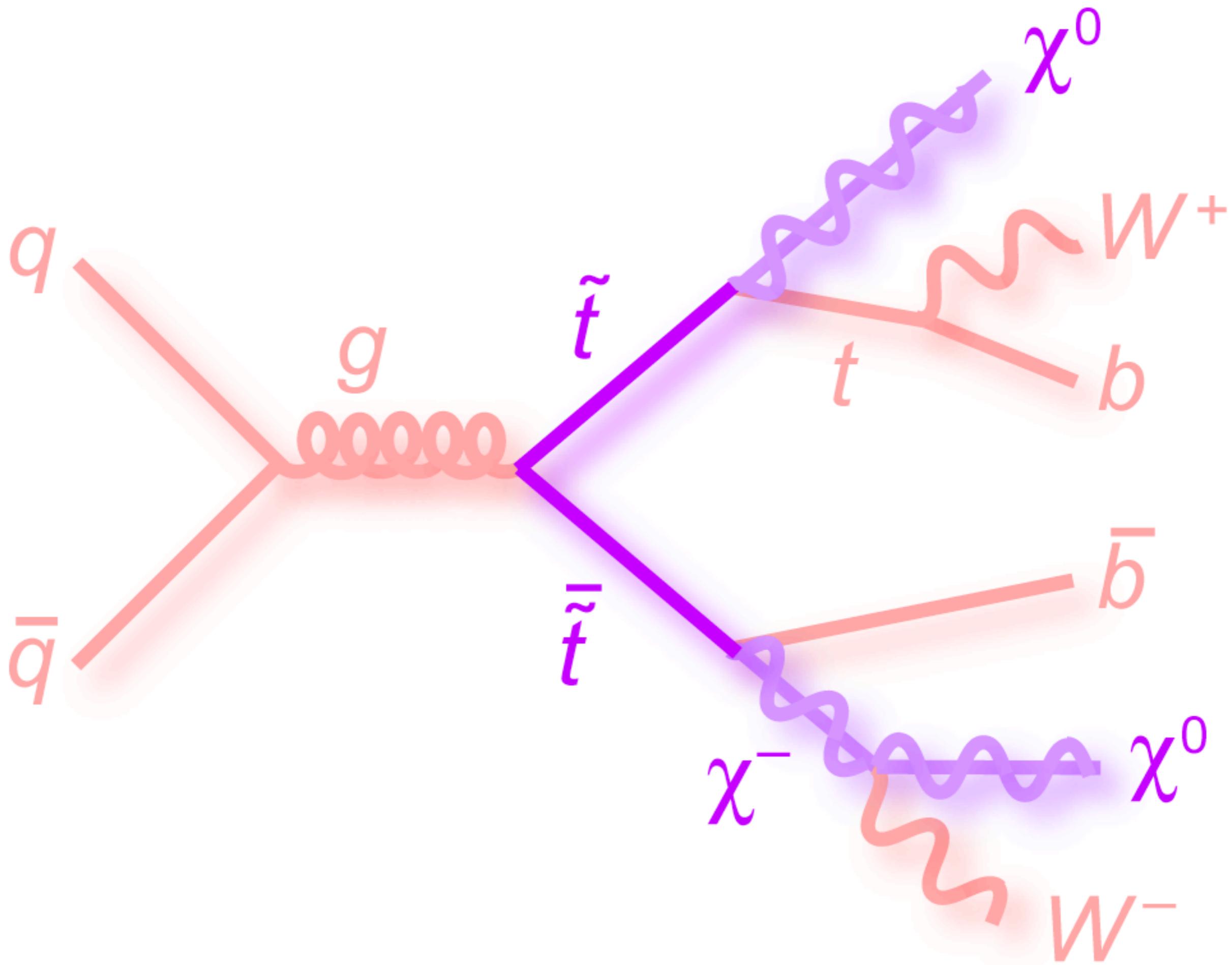


Standard particles



SUSY particles





**violazione di parità
nelle interazioni deboli
(prefazione)**

James Clerk Maxwell
(1831-1879)

$$\begin{aligned}\vec{\nabla} \cdot \vec{E} &= \frac{\rho}{\epsilon_0} \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{B} &= 0 \\ \vec{\nabla} \times \vec{E} + \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} &= 0 \\ \vec{\nabla} \times \vec{B} - \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} &= \mu_0 \vec{j}\end{aligned}$$

Erwin Schrödinger
(1887-1961)

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = H\psi$$

Paul Dirac
(1902-1984)

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi = 0$$

*principi
di simmetria*

*simmetrie
spazio-temporali*

*simmetrie
di gauge*

*leggi di
conservazione*
energia
quantità di moto
momento angolare
carica elettrica
...

- l'invarianza dell'hamiltoniano H sotto una determinata trasformazione implica che H sia simmetrico rispetto alla trasformazione data, ossia che tale trasformazione riporti H su se stesso. La **simmetria dell'hamiltoniano** sotto queste trasformazioni implica la **conservazione delle quantità fisiche** che corrispondono alle (“**sono i generatori delle**”) trasformazioni stesse.
- nell'interazione di un sistema di particelle, l'esame delle **proprietà di simmetria di H** e' uno strumento molto potente anche per analizzare la **conservazione dei numeri quantici** nell'interazione
- viceversa l'osservazione sperimentale della conservazione (o non conservazione) dei numeri quantici in una certa interazione permette di studiare le proprietà della sua hamiltoniana

trasformazione di riflessione o parità spaziale

- hamiltoniano di particella singola è invariante per traslazioni e rotazioni

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta = -\frac{\hbar^2}{2m}\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right)$$

- invariante anche sotto cambiamento simultaneo del segno di tutte e tre le coordinate

$$\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$$

(inversione speculare o riflessione) equivalente al cambiamento di una sola delle tre coordinate seguito da una rotazione di 180° intorno all'asse di questa

- cambiando segno successivamente a due assi qualunque si ottiene un sistema che può essere sovrapposto di nuovo con successive rotazioni al sistema di partenza
- ogni riflessione cambia una terna levogira in una destrogira e viceversa

- due casi possibili in una serie di riflessioni → origine del termine **Parità**

$$\hat{P}\psi(\vec{r}) = \psi(-\vec{r})$$

- applicando due volte l'operatore \hat{P} si riottiene lo stato di partenza
→ autostati di parità devono avere

$$P^2 = 1 \quad P = \pm 1$$

- **P è un numero quantico moltiplicativo:**

applicando \hat{P} alla funzione d'onda complessiva di un sistema di p.lle indipendenti, questa risulterà moltiplicata per ± 1 a seconda che il prodotto di tutte le parità delle singole particelle sia ± 1 , ossia:

$$P_T = P_1 \cdot P_2 \cdot \dots$$

- La parità degli autostati del momento angolare si deriva dalla forma delle armoniche sferiche: $P = (-1)^L$

- se l'hamiltoniano è invariante per parità (cioè la riflessione è una simmetria dell'interazione) le leggi fisiche sono le stesse al di quà e al di là di uno specchio (questo non è vero per le interazioni deboli !!!)

le varie grandezze fisiche vanno classificate includendo le loro proprietà sotto parità :

scalare $\rightarrow P=1$ pseudoscalare $\rightarrow P=-1$ (es: prodotto vettore x pseudovet.)

vettore $\rightarrow P=-1$ pseudovettore $\rightarrow P=1$ (es: prod vett. di due vettori, mom. ang)

- se l'hamiltoniano di interazione (o la probabilità di transizione) dipende da una quantità dispari (e quindi non è simmetrico rispetto alla parità) in quella interazione la parità non sarà conservata.

Parità intrinseca

- conservazione del momento angolare tiene conto del momento angolare **intrinseco** delle varie particelle
—> lo stesso vale per la Parità
- se # totale di p.lle dello stesso tipo non cambia nell'evoluzione del sistema, dato il carattere moltiplicativo della parità, il prodotto di tutte le parità intrinseche dello stato iniziale deve essere uguale al prodotto di tutte le parità intrinseche dello stato finale
—> non può essere determinato sperimentalmente
- se il numero delle p.lle cambia (es: viene prodotta una singola particella, come nel caso dei bosoni, o una coppia di particelle, come nel caso dei fermioni) si può determinare la parità intrinseca delle particelle in base alle reazioni che vengono osservate —> es. parità “fermione+antiferm.” negativa

- la parità intrinseca del fotone e' negativa (potenziale vettore limite classico del campo del fotone)

$$P_{e^-} = P_{\mu^-} = P_{\tau^-} = P_p = P_n \equiv 1$$

$$P_{e^+} = P_{\mu^+} = P_{\tau^+} = P_{\bar{p}} = P_{\bar{n}} \equiv -1$$

(seconda) Regola d'oro di Fermi

- sezione d'urto misura frequenza di conteggi dN/dt in un processo di diffusione. In particolare

$$\frac{dN_r}{dt} = \sigma_r \cdot \phi \cdot N_b$$

ϕ flusso di particelle incidenti per unità di tempo e unità di superficie

$N_b = n_b \cdot S \cdot d$ # di bersagli illuminato dalla sezione del fascio incidente

- quadrato ampiezza elemento matrice transizione $|M_{if}|^2$ dà probabilità di transizione tra stato i e stato f
- **seconda regola d'oro di Fermi** esprime la **probabilità' W per unita' di tempo** della reazione (normalizzata ad una particella proiettile p ed una particella bersaglio b) come prodotto di $|M_{if}|^2$ per la densità' dello spazio delle fasi ρ (densità' degli stati finali disponibili per f)

$$W = \frac{2\pi}{\hbar} |M_{fi}|^2 \rho$$

(valida per diffusioni e decadimenti !)

- ma anche :
$$W = \frac{dN(E)/dt}{N_p N_b} = \frac{\phi N_b \sigma}{N_p N_b} = \frac{n_p v_p N_b \sigma}{N_p N_b} = \frac{v_p \sigma}{V}$$

- e quindi :

$$\sigma = \frac{WV}{v_p} = \frac{2\pi}{\hbar} |M_{fi}|^2 \rho \frac{V}{v_p}$$

densità dello spazio delle fasi :

$$\rho(E') = \frac{dn}{dE'} = \frac{dn}{v' dp'} = \frac{V 4\pi p'^2}{v' (2\pi\hbar)^3}$$

$$\frac{dE'}{dp'} = \frac{1}{2E'} 2p' c^2 = \frac{c^2 p'}{E'} = v' \quad dn = \frac{V 4\pi p'^2 dp'}{(2\pi\hbar)^3}$$

densità per un generico elemento di volume V con impulso tra p' e p'+dp'

$$E' = \sqrt{p'^2 c^2 + m^2 c^4}$$

per il principio di indeterminazione ogni p.la in f occupa un volume $(2\pi\hbar)^3$ nello spazio a 6 dim. delle sue coordinate e del suo impulso