Riassunto della lezione precedente

- DIS con sonda leptonica e bersaglio adronico polarizzati;
  bersaglio con spin = ½ → 2 nuove funzioni di struttura polarizzate
- asimmetrie di elicità "teoriche" legate a risposte di interferenza
  rispetto alla polarizzazione del γ^* scambiato; scaling delle asimmetrie
- asimmetrie di elicità "teoriche" → sperimentali
- QPM picture: → distribuzione di elicità
  → distribuzione di spin trasverso
  → relazione di Wandzura-Wilczek
  → regola di somma di Burkhardt-Cottingham
- Ellis-Jaffe sum rule e l'esperimento EMC: la "spin crisis"
- regola di somma GDH:
  test di transizione da regime perturbativo a nonperturbativo
  regola di somma di Bjorken polarizzata: rapporto g_A/g_V

nella rassegna sui risultati del QPM, diverse volte si è dedotta dal confronto con i dati sperimentali l'importanza delle correzioni di QCD :

- profilo asimmetrico delle distribuzioni partoniche per $x_B \to 0$, dovuto al contributo di gluoni e quark del "mare di Dirac"

- deviazioni dallo scaling predetto dal QPM per F_2 e F_3 , sia per DIS con fasci di elettroni che di neutrini

- deviazioni dalle corrispondenti regole di somma :
  del momento (50% è portato dai gluoni) ,
  Gross-Lewellin Smith , Gottfried , Bjorken , …

- deviazioni dallo scaling in *s* sia per processi e^+e^- che Drell-Yan

- deviazioni dalla distribuzione angolare e in p_T della coppia leptonica in processi di Drell-Yan

- "spin crisis": deviazioni dalla regola di somma di Ellis-Jaffe (solo meno del 30% dello spin del N è portato dai quark di valenza) e dalla regola di somma di Bjorken polarizzata

correzioni di potenze \ correzioni QCD	1	α_s	α_s^2	…
1	QPM	$\longrightarrow$	IQPM	$\longrightarrow$
$1/Q$				
$1/Q^2$				
$1/Q^3$				
…				

Improved **Q**uark **P**arton **M**odel

Breve riassunto

1° passo : rinormalizzazione della teoria → cancellazione delle divergenze ultraviolette (UV)

- ad una certa scala μ_R si definiscono le quantità fisiche come massa, coupling e intensità del campo attraverso la procedura di rinormalizzazione → controtermini nella $\mathcal{L}$

$$\begin{aligned} \phi_0 &\rightarrow \phi = Z_1^{-1}\,\phi_0 \\ m_0 &\rightarrow m = Z_2^{-1}\,m_0 \\ g_0 &\rightarrow g = Z_3^{-1}\,g_0 \end{aligned}$$

- invarianza della fisica dalla scala μ_R → equazioni di Callan-Symanzik

$$\mu_R \frac{d}{d\mu_R} G = 0 \quad \Longrightarrow \quad \left[\mu_R \frac{\partial}{\partial \mu_R} + \mu_R \frac{\partial g}{\partial \mu_R}\frac{\partial}{\partial g} + \mu_R \frac{1}{Z}\frac{\partial Z}{\partial \mu_R}\right] G = 0$$

G = funzione di Green a n punti

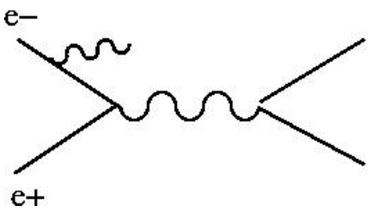
$$\mu_R \frac{\partial g}{\partial \mu_R} = \beta(g)$$ → running coupling

$$\mu_R \frac{1}{Z}\frac{\partial Z}{\partial \mu_R} \equiv \gamma$$ dimensione anomala dei campi

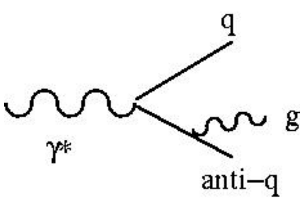
2° passo : cancellare le divergenze infrarosse (IR) e/o inglobarle in funzioni incognite che generalizzano le distribuzioni partoniche

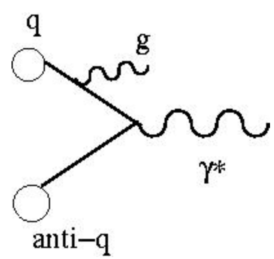
Tutte le teorie di gauge rinormalizzabili e con quanti massless ($QED \rightarrow$ fotoni, $QCD \rightarrow$ gluoni) contengono divergenze infrarosse e collineari

$\Rightarrow$ $e^+e^- \longrightarrow \gamma^* \rightarrow f\,\bar{f} + \gamma$ (**I**nitial **S**tate **R**adiation)

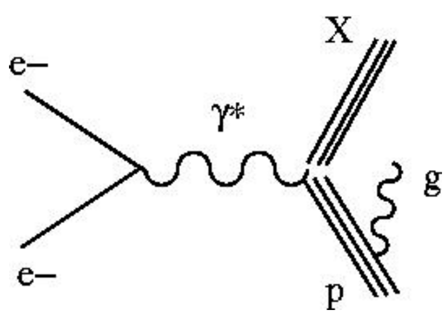


$\Rightarrow$ $\gamma^* \rightarrow q\,\bar{q} + g$ oppure $q\,\bar{q} \rightarrow \gamma^* + g$ (**ISR** in QCD)

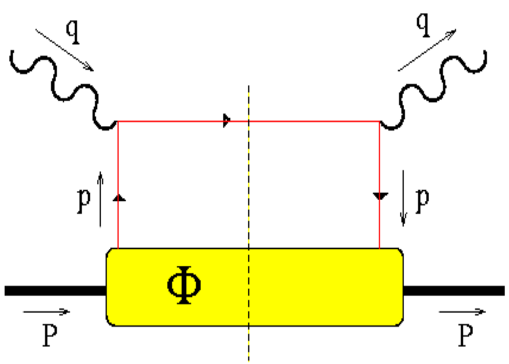


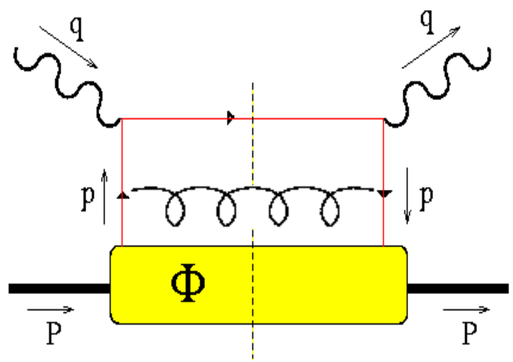


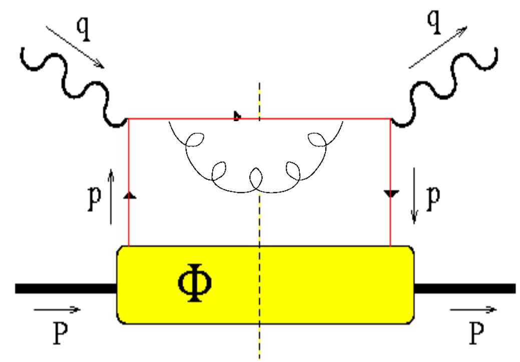
$\Rightarrow$ $e^-p \rightarrow e^{-\prime}\ X$

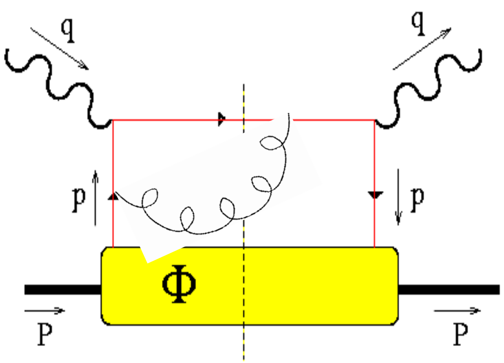


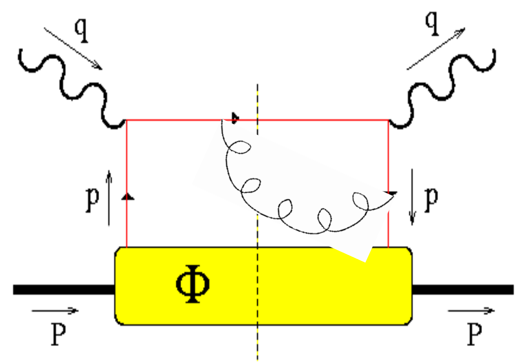
DIS inclusivo



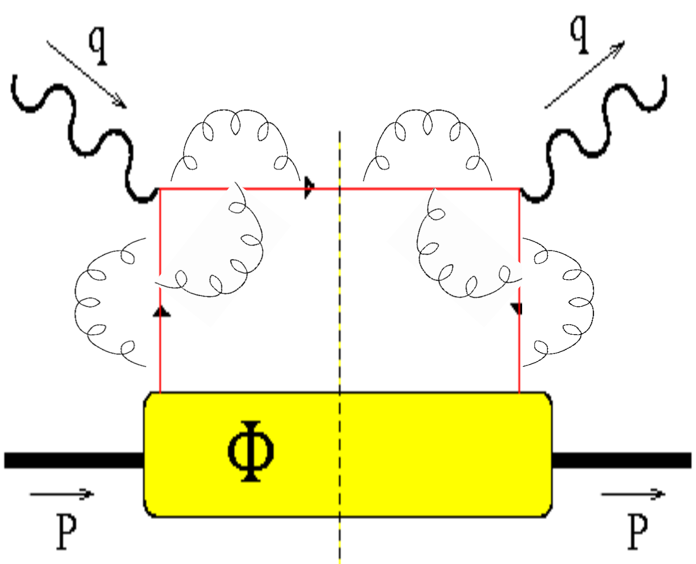








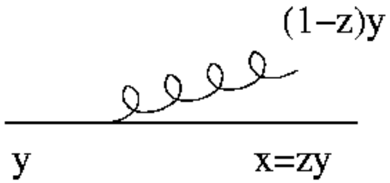
correzioni con gluoni reali



correzioni con gluoni virtuali

Divergenze in DIS inclusivo

gluoni reali



quark con momento y può irraggiare un gluone e riscalare il suo momento a x

divergenze collineari per $z \to 1$

$$s = (p+q)^2 \sim 2p\cdot q - Q^2 = Q^2 \frac{1-x_B}{x_B}$$

divergenze soft per $x_B \to 1$ ($s \to 0$)

gluoni virtuali quark on-shell nel taglio $\to \delta((p+q)^2) \approx x_B/Q^2 \, \delta(x_B - 1)$

in approssimazione collineare, cancellazione sistematica delle divergenze soft con gluone reale = "fattorizzazione collineare"

Equazioni DGLAP
(Dokshitzer-Gribov-Lipatov-) Altarelli-Parisi

divergenze collineari e infrarosse + fattorizzazione collineare
sono presenti a tutti gli ordini perturbativi
sono indipendenti dal processo elementare hard

ad es. in e+e- ISR

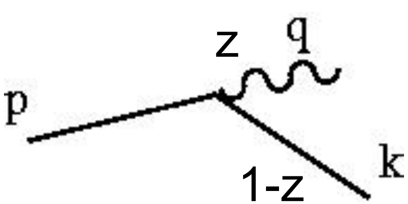
$$d\sigma^{(n\gamma)} \sim d\sigma_0\, \alpha^n \log^n\left(\frac{s}{m_e^2}\right) \log^n E$$

$\Downarrow$

approccio universale (QED/QCD) probabilistico
senza diagrammi di Feynman, a livello partonico

$\Downarrow$

vertice di Altarelli Parisi



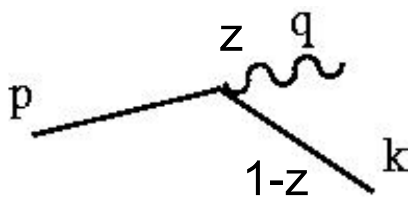
per e$^-$(k) reale (L) e γ(q) virtuale ≈ reale

quasi-coll. kin.
$p_\perp$ /E << 1

QED $\quad \dfrac{\alpha}{2\pi}\dfrac{dp_\perp^2}{p_\perp^2}\dfrac{1+(1-z)^2}{z} \quad \to P_{\gamma e}(z)$

QCD $\quad \dfrac{4}{3}\dfrac{\alpha_S}{2\pi}\dfrac{dp_\perp^2}{p_\perp^2}\dfrac{1+(1-z)^2}{z} \quad \to P_{gq}(z)$

DGLAP eqs. (continua)

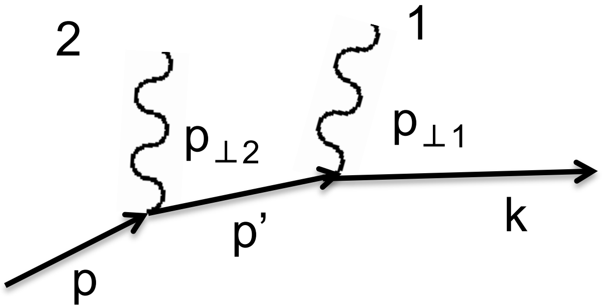


analogamente per γ(q) reale e $e^-(k)$ virtuale ≈ reale

$$\delta(1-x) + \frac{\alpha}{2\pi}\frac{dp_\perp^2}{p_\perp^2}\left[\frac{1+x^2}{(1-x)_+} + \frac{3}{2}\delta(1-x)\right]$$

$x = 1-z$

$P_{ee}(z)$ nel senso delle distribuzioni



$p^2 = m_e^2$ $p'^2 \sim m_e^2$ …. $k^2 \neq m_e^2$

$p_{\perp 2} << p_{\perp 1} \Rightarrow p'^2 \sim m_e^2$

$$\left(\frac{\alpha}{2\pi}\right)^2 \int_{m_e^2}^{s} \frac{dp_{\perp 1}^2}{p_{\perp 1}^2} \int_{m_e^2}^{p_{\perp 1}^2} \frac{dp_{\perp 2}^2}{p_{\perp 2}^2} = \frac{1}{2}\left(\frac{\alpha}{2\pi}\right)^2 \log^2\frac{s}{m_e^2}$$

se $p_{\perp 2} >> p_{\perp 1}$ non c'è il doppio log

generalizzabile ad emissione di n γ

elettrone sempre più virtuale
se allo step n si vede un e^-, allo step n+1 si risolve sua struttura interna
e si vede il suo e^- costituente più virtuale + fotone γ, e così via…
allo step intermedio un e^- con $p^2 \sim p_\perp^2$ è il costituente dell'e^- fisico quando
questo è sondato con risoluzione $1/p_\perp$
⇒ $f_e(x,Q)$ = probabilità di trovare e- con frazione x di energia di e- fisico
inglobando tutti i γ collineari emessi con $p_\perp < Q$

DGLAP eqs. (continua)

$$\frac{d}{d\log Q} f_e(x,Q) = \frac{\alpha}{\pi}\int_x^1 \frac{dz}{z}\underbrace{\left[\frac{1+z^2}{(1-z)_+} + \frac{3}{2}\delta(1-z)\right]}\, f_e\left(\frac{x}{z},Q\right)$$

P_{ee} (z) splitting function

DGLAP eqs. descrivono evoluzione della funz. di struttura f_e al cambiare della scala Q
equazione integro-differenziale con condizione al contorno $f_e(x, m_e^2) = \delta(1-x)$

Analogamente		QCD	
$P_{\gamma e}$ (z) =	$\frac{1+(1-z)^2}{z}$	P_{qq} (z) =	$\frac{4}{3}\left[\frac{1+z^2}{(1-z)_+} + \frac{3}{2}\delta(1-z)\right]$
$P_{e\gamma}$ (z) =	$z^2+(1-z)^2$	P_{gq} (z) =	$\frac{4}{3}\left[\frac{1+(1-z)^2}{z}\right]$
$P_{\gamma\gamma}$ (z) =	$-\frac{2}{3}\delta(1-z)$	P_{qg} (z) =	$\frac{1}{2}\left[z^2+(1-z)^2\right]$

P_{gg} (z) = $6\left[\frac{1-z}{z} + \frac{z}{(1-z)_+} + z(1-z)\left(\frac{11}{12} - \frac{n_f}{18}\right)\delta(1-z)\right]$