

Riassunto della lezione precedente

- definizione efficace di twist \rightarrow OPE = sviluppo in potenze di $1/Q$
- momentum sum rule: legare momenti di Mellin di funzioni di struttura a coeff. di Wilson ed elementi di matrice adronici dello sviluppo OPE
- OPE dimostrabile rigorosamente solo per DIS ed $e^+ e^-$ inclusivi
 \rightarrow approccio diagrammatico: identificare diagrammi dominanti contando il loro grado di divergenza in $S_F(x)$
 \rightarrow risultati equivalenti ad OPE per processi inclusivi, ma vantaggio di poter studiare anche processi semi-inclusivi e il Drell-Yan
- quantizzazione della teoria di campo sul light-cone
per regime DIS, equivalenza con Infinite Momentum Frame (IMF)
algebra di Dirac sul light-cone \rightarrow componenti “good” & “bad” dello spinore; basi di elicità e di polarizzazione trasversa

Teoria di campo sul light-cone: tensore adronico in DIS inclusivo

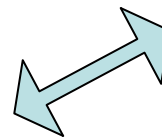
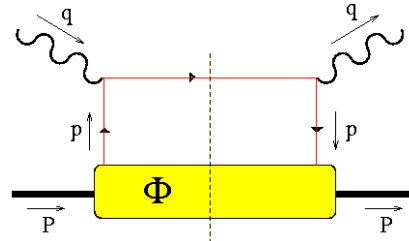
$$W_{\mu\nu} \propto \int d^4x e^{iq \cdot x} x^\lambda \sigma_{\mu\lambda\nu\rho} \langle P | \hat{O}_V^\rho | P \rangle \rightarrow \dots \int d^4x e^{iq \cdot x} \langle P | \bar{\psi}(0) \gamma^\mu \psi(x) | P \rangle \dots$$

sul light-cone

$$\bar{\psi} \gamma^+ \psi = \psi^\dagger \gamma^0 \gamma^+ \psi = \sqrt{2} \psi^\dagger P_+ \psi = \sqrt{2} (P_+ \psi)^\dagger (P_+ \psi) = \sqrt{2} \phi^\dagger \phi$$



$$P_\pm = \frac{1}{2} \gamma^\mp \gamma^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} \gamma^0 \gamma^\pm \quad (P_\pm)^\dagger = P_\pm$$



contano solo
le componenti
“good”

risultato di QPM

Teoria di campo “standard” : boost all’Infinite Momentum Frame (IFM)

$$\left\{ \begin{array}{l} P^\mu = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(A, \frac{M^2}{A}, \mathbf{0}_\perp \right) \xrightarrow{A=Q} P^\mu \sim \left(Q, \frac{1}{Q}, \mathbf{0}_\perp \right) \xrightarrow{Q^2 \rightarrow \infty} (Q, 0, \mathbf{0}_\perp) \\ p^\mu = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(xA, \frac{p^2 + \mathbf{p}_\perp^2}{xA}, \mathbf{p}_\perp \right) \xrightarrow{A=Q} \frac{1}{\sqrt{2}} \left(xQ, \frac{p^2 + \mathbf{p}_\perp^2}{xQ}, \mathbf{p}_\perp \right) \sim (Q, 0, \mathbf{0}_\perp) \\ q^\mu = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(-x_N A, \frac{Q^2}{x_N A}, \mathbf{0}_\perp \right) \xrightarrow{A=Q} \frac{1}{\sqrt{2}} \left(-x_N Q, \frac{Q}{x_N}, \mathbf{0}_\perp \right) \end{array} \right.$$

N.B. $p^+ \sim Q \rightarrow (p+q)^- \sim Q$
in DIS $x \sim x_N$



tensore adronico in DIS inclusivo

quark liberi

$$J^\mu \sim \sum_f e_f^2 \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f$$

$$2MW^{\mu\nu} = \frac{1}{2\pi} \int d^4\xi e^{iq \cdot \xi} \langle P | [J^\mu(\xi), J^\nu(0)] | P \rangle \sim \quad (\text{tree level})$$

$$\sim \frac{(2\pi)^4}{2\pi} \sum_f e_f^2 \int \frac{d\mathbf{P}_X}{(2\pi)^2 2P_X^0} \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3 2k^0} \delta(P + q - k - P_X)$$

$$\times \left\{ \langle P | \bar{\psi}_f(0) \gamma^\mu (\not{k} + m) | P_X \rangle \langle P_X | \gamma^\nu \psi_f(0) | P \rangle \right. \\ \left. + \langle P | \psi_f(0) \gamma^\nu (\not{k} - m) | P_X \rangle \langle P_X | \gamma^\mu \bar{\psi}_f(0) | P \rangle \right\}$$

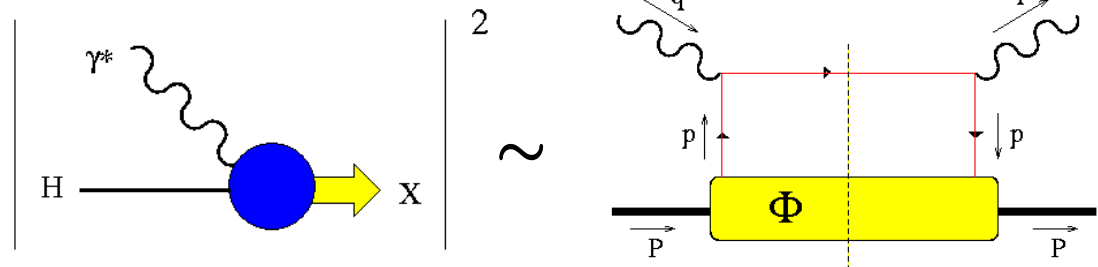
(continua)



$$\begin{aligned}
 2MW^{\mu\nu} &\sim \sum_f e_f^2 \int \frac{d\mathbf{P}_X}{(2\pi)^3 2P_X^0} \int d^4k \delta(k^2 - m^2) \theta(k^0 - m) \delta(P + q - k - P_X) \\
 &\quad \left\{ \langle P | \bar{\psi}_f \gamma^\mu (\not{k} + m) | P_X \rangle \langle P_X | \gamma^\nu \psi_f | P \rangle + \langle P | \psi_f \gamma^\nu (\not{k} - m) | P_X \rangle \langle P_X | \gamma^\mu \bar{\psi}_f | P \rangle \right\} \\
 &= \sum_f e_f^2 \int d^4p \delta((p+q)^2 - m^2) \theta(p^0 + q^0 - m) \int \frac{d^4\xi}{(2\pi)^4} e^{-ip \cdot \xi} \\
 &\quad \left\{ \langle P | \bar{\psi}_f(\xi) \gamma^\mu (\not{p} + \not{q} + m) \gamma^\nu \psi_f(0) | P \rangle + \langle P | \psi_f(\xi) \gamma^\nu (\not{p} + \not{q} - m) \gamma^\mu \bar{\psi}_f(0) | P \rangle \right\} \\
 &\equiv \sum_f e_f^2 \int d^4p \delta((p+q)^2 - m^2) \theta(p^0 + q^0 - m) \\
 &\quad \text{Tr} [\Phi(p, P) \gamma^\mu (\not{p} + \not{q} + m) \gamma^\nu + \bar{\Phi}(p, P) \gamma^\nu (\not{p} + \not{q} - m) \gamma^\mu]
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \Phi(p, P) &= \int \frac{d^4\xi}{(2\pi)^4} e^{-ip \cdot \xi} \langle P | \bar{\psi}_f(\xi) \psi_f(0) | P \rangle \\
 &= \int \frac{d\mathbf{P}_X}{(2\pi)^3 2P_X^0} \langle P | \bar{\psi}_f(0) | P_X \rangle \langle P_X | \psi_f(0) | P \rangle \delta(P - p - P_X)
 \end{aligned}$$

approccio diagrammatico



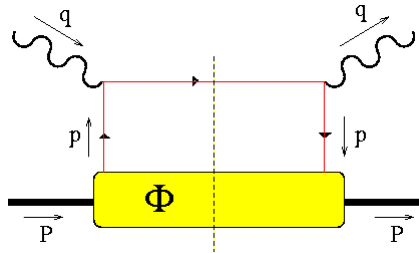
(similmente per antiquark)

Morale

DIS inclusivo

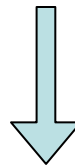
teoria di campo
“standard”

approccio diagrammatico
→ contributo dominante
(quindi è \Leftrightarrow OPE)



teoria di campo
“light-cone”

stesso risultato



boost all'IFM e quantizzazione sul light-cone sono equivalenti

Contributo leading

$$\Phi(p, P, S) = \int \frac{d^4\xi}{(2\pi)^4} e^{-ip \cdot \xi} \langle P, S | \bar{\psi}(\xi) \psi(0) | P, S \rangle$$

operatore bilocale
twist $t=2$, 4, 6...

IFM ($Q^2 \rightarrow \infty$) \rightarrow isolare contributo leading in $1/Q$
equivalentemente calcoliamo Φ sul Light-Cone (L.C.)



$$\begin{aligned} 2MW^{\mu\nu} &= \sum_f e_f^2 \int d^4p \delta((p+q)^2 - m^2) \theta(p^0 + q^0 - m) \\ &\quad \times \text{Tr} [\Phi(p, P, S) \gamma^\mu (\gamma \cdot p + \gamma \cdot q + m) \gamma^\nu] \\ &\sim \sum_f e_f^2 \frac{1}{2} \int dp^- d\mathbf{p}_\perp \text{Tr} [\Phi(p, P, S) \gamma^\mu \gamma^+ \gamma^\nu] \Big|_{p^+ = xP^+} \end{aligned}$$

$$\delta(p^+ + q^+) = \delta(xP^+ - x_N P^+) \rightarrow x \sim x_N \sim x_B$$

(analogamente per antiquark)

(continua)

- decomposizione della matrice di Dirac $\Phi(p, P, S)$ sulla base delle strutture di Dirac e dei 4-(pseudo)vettori p, P, S compatibilmente con Hermiticity e invarianza per parità

$$\begin{aligned}\Phi(p, P, S) &= \gamma^0 \Phi^\dagger(p, P, S) \gamma^0 \\ \Phi(p, P, S) &= \gamma^0 \Phi(\tilde{p}, \tilde{P}, -\tilde{S}) \gamma^0 \\ \tilde{a}^\mu &= \delta^{\mu\nu} a_\nu\end{aligned}$$

base di Dirac $\mathbf{1}, \gamma^\mu, \gamma_5, \gamma^\mu \gamma_5, i\sigma^{\mu\nu} \gamma_5$

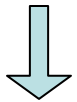
$$\begin{aligned}\Phi(p, P, S) &= A_1 M + A_2 \not{P} + A_3 \not{p} + A_4 \sigma_{\mu\nu} P^\mu p^\nu + iA_5 p \cdot S \gamma_5 + A_6 M \not{S} \gamma_5 \\ &+ A_7 \frac{p \cdot S}{M} \not{P} \gamma_5 + A_8 \frac{p \cdot S}{M} \not{p} \gamma_5 + iA_9 \sigma_{\mu\nu} \gamma_5 S^\mu P^\nu + iA_{10} \sigma_{\mu\nu} \gamma_5 S^\mu p^\nu \\ &+ iA_{11} \frac{p \cdot S}{M^2} \sigma_{\mu\nu} \gamma_5 P^\mu p^\nu + A_{12} \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} \frac{\gamma^\mu P^\nu p^\rho S^\sigma}{M}\end{aligned}$$



time-reversal $\rightarrow 0$

$$\Phi^*(p, P, S) = -i\gamma^1 \gamma^3 \Phi(\tilde{p}, \tilde{P}, \tilde{S}) i\gamma^1 \gamma^3$$

$$\text{Tr} \left[\Phi(p, P, S) \gamma^\mu \gamma^+ \gamma^\nu \right] \Big|_{p^+ = x P^+} = -4g_\perp^{\mu\nu} \underbrace{(A_2 + A_3 x) P^+}_{\text{q}_f(x)}$$



$$2MW^{\mu\nu} \sim -g_\perp^{\mu\nu} \frac{1}{2} \sum_f e_f^2 [q_f(x) + \bar{q}_f(x)] + o\left(\frac{1}{Q}\right)$$

idem per antiquark

(continua)

$$2MW^{\mu\nu} \sim -g_{\perp}^{\mu\nu} \underbrace{\frac{1}{2} \sum_f e_f^2 [q_f(x) + \bar{q}_f(x)]}_{F_1(x_B)} + o\left(\frac{1}{Q}\right)$$

$x \sim x_B$ $F_1(x_B) \leftarrow$ risultato di QPM

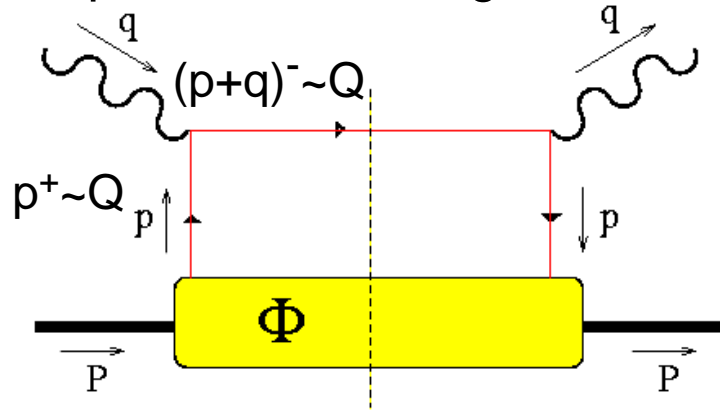
$$W^{\mu\nu} = \left(-g^{\mu\nu} + \frac{q^\mu q^\nu}{q^2}\right) W_1 + \frac{\tilde{P}^\mu \tilde{P}^\nu}{M^2} W_2 = \left(-g^{\mu\nu} + \frac{q^\mu q^\nu}{q^2} + \frac{\tilde{P}^\mu \tilde{P}^\nu}{\tilde{P}^2}\right) W_T + \frac{\tilde{P}^\mu \tilde{P}^\nu}{\tilde{P}^2} W_L$$

$-g_{\perp}^{\mu\nu}$

Morale :

operatore bilocale Φ ha twist ≥ 2 ; il contributo a leading twist si ottiene in IFM selezionando il termine dominante in $1/Q$ ($Q^2 \rightarrow \infty$), equivalentemente sul L.C.

al leading twist ($t=2$) si ritrova risultato di QPM per $W^{\mu\nu}$ non polarizzato. Ma qual è il risultato generale a $t=2$?



$$2MW^{\mu\nu} = \sum_f e_f^2 \int d^4p \delta((p+q)^2 - m^2) \theta(p^0 + q^0 - m) \times \text{Tr} \left[\underbrace{P_+ \Phi(p, P, S) P_- \gamma^\mu P_- (\not{p} + \not{q} + m) P_+ \gamma^\nu}_{\text{proiezione su leading twist}} \right]$$



$$P_+ \left\{ \int dp^- d\mathbf{p}_\perp \Phi(p, P, S) \right\}_{p^+=xP^+} \gamma^+ = \frac{1}{2} \left[q_f(x) + \lambda \Delta q_f(x) \gamma_5 + \delta q_f(x) \gamma_5 \not{S}_T \right] P_+$$

Lista completa di contributi al leading twist

$$\begin{aligned}
 \Phi(p, P, S) = & A_1 M + A_2 \not{P} + A_3 \not{p} + A_4 \sigma_{\mu\nu} P^\mu p^\nu + i A_5 p \cdot S \gamma_5 + A_6 M \not{S} \gamma_5 \\
 & + A_7 \frac{p \cdot S}{M} \not{P} \gamma_5 + A_8 \frac{p \cdot S}{M} \not{p} \gamma_5 + i A_9 \sigma_{\mu\nu} \gamma_5 S^\mu P^\nu + i A_{10} \sigma_{\mu\nu} \gamma_5 S^\mu p^\nu \\
 & + A_{11} \frac{p \cdot S}{M^2} \sigma_{\mu\nu} \gamma_5 P^\mu p^\nu + A_{12} \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} \frac{\gamma^\mu P^\nu p^\rho S^\sigma}{M}
 \end{aligned}$$

$$P_+ \left\{ \int dp^- d\mathbf{p}_\perp \Phi(p, P, S) \Big|_{p^+=xP^+} \right\} \gamma^+ \stackrel{?}{=} \frac{1}{2} \left[q_f(x) + \lambda \Delta q_f(x) \gamma_5 + \delta q_f(x) \gamma_5 \not{S}_T \right] P_+$$



$$\text{Tr} [\dots] \rightarrow q_f(x) = \Phi[\gamma^+] = \int \frac{d\xi^-}{2\pi} e^{-ixP^+\xi^-} \langle P | \bar{\psi}_f(\xi^-) \gamma^+ \psi_f(0) | P \rangle$$

$$\text{Tr} [\dots \gamma_5] \rightarrow \lambda \Delta q_f(x) = \Phi[\gamma^+ \gamma_5] = \int \frac{d\xi^-}{2\pi} e^{-ixP^+\xi^-} \langle P | \bar{\psi}_f(\xi^-) \gamma^+ \gamma_5 \psi_f(0) | P \rangle$$

$$\text{Tr} [\dots \gamma^i \gamma_5] \rightarrow S_T^i \delta q_f(x) = \Phi[i\sigma^{i+} \gamma_5] = \int \frac{d\xi^-}{2\pi} e^{-ixP^+\xi^-} \langle P | \bar{\psi}_f(\xi^-) i\sigma^{i+} \gamma_5 \psi_f(0) | P \rangle$$

Traccia di operatore bilocale \rightarrow densità partoniche

$$\begin{aligned}\Phi[\gamma^+](x, S) &= \int dp^- d\mathbf{p}_\perp \text{Tr} [\Phi(p, P, S) \gamma^+] \Big|_{p^+=xP^+} \\ &= \sqrt{2} \sum_n |\langle n | \phi_f(0) | P \rangle|^2 \delta(P^+ - xP^+ - P_n^+) \equiv q_f(x)\end{aligned}$$



componenti light-cone “good”

densità di probabilità
di annichilare in $|P\rangle$
un quark con momento xP^+

similmente per l'antiquark

$$\begin{aligned}\Phi[\gamma^+](x) + \bar{\Phi}[\gamma^+](x) &= \int dp^- d\mathbf{p}_\perp \text{Tr} [\Phi(p, P, S) \gamma^+ - \bar{\Phi}(p, P, S) \gamma^+] \Big|_{p^+=xP^+} \\ &= q_f(x) + \bar{q}_f(x)\end{aligned}$$

= probabilità di trovare un (anti)quark con flavor f e frazione x del momento longitudinale (light-cone) P^+ dell'adrone

In generale :
$$\Phi^{[\Gamma]}(x, S) = \int dp^- d\mathbf{p}_\perp \text{Tr} [\Phi(p, P, S) \Gamma] \Big|_{p^+=xP^+}$$

Proiezioni al leading twist
(coinvolgono le componenti
“good” ϕ)

$$\begin{aligned}\Phi^{[\gamma^+]}(x, S) &= q(x) \\ \Phi^{[\gamma^+ \gamma_5]}(x, S) &= \lambda \Delta q(x) \\ \Phi^{[i\sigma^{i+} \gamma_5]}(x, S) &= S_T^i \delta q(x)\end{aligned}$$

Proiezioni al twist 3
(coinvolgono le componenti
“good” ϕ e “bad” χ)

$$\begin{aligned}\Phi^{[\mathbf{I}]}(x, S) &= \frac{M}{P^+} e(x) \\ \Phi^{[\gamma^i \gamma_5]}(x, S) &= \frac{M}{P^+} S_T^i g_T(x) \\ \Phi^{[i\sigma^{+-} \gamma_5]}(x, S) &= \frac{M}{P^+} \lambda h_L(x)\end{aligned}$$

Esempio:
$$\int dp^- d\mathbf{p}_\perp \text{Tr} [\Phi(p, P, S) \mathbf{I}] \Big|_{p^+=xP^+} = \frac{M}{P^+} \int \frac{d\xi^-}{2\pi} e^{-ixP^+\xi^-} \langle P | \underbrace{\bar{\psi}(\xi^-) \psi(0)} | P \rangle$$

$$\psi^\dagger \gamma^0 \psi = \overline{\phi \quad \chi} \begin{pmatrix} 0 & \sigma_3 \\ \sigma_3 & 0 \end{pmatrix} \begin{vmatrix} \phi \\ \chi \end{vmatrix} \sim \phi^\dagger \sigma_3 \chi \rightarrow \phi^\dagger \sigma_3 (i \not{D} + m) \phi$$

←

**correlatore quark-gluone
soppresso**

Interpretazione probabilistica al leading twist

proiettori di elicità (chiralità) $P_{R/L} = \frac{1 \pm \gamma_5}{2} \quad [P_{R/L}, P_{\pm}] = 0$

$$\begin{aligned} \Phi[\gamma^+] &\rightarrow \bar{\psi} \gamma^+ \psi \rightarrow \psi^\dagger P_+ \psi \rightarrow \phi^\dagger \phi = \phi^\dagger (P_R + P_L)^\dagger (P_R + P_L) \phi \\ &= \phi^\dagger (P_R^\dagger P_R + P_L^\dagger P_L) \phi = \bar{R}R + \bar{L}L \end{aligned}$$



distribuzione di momento

$$\begin{aligned} \Phi[\gamma^+ \gamma_5] &\rightarrow \bar{\psi} \gamma^+ \gamma_5 \psi \rightarrow \psi^\dagger P_+ \gamma_5 P_+ \psi \rightarrow \phi^\dagger (P_R - P_L) \phi \\ &= \phi^\dagger (P_R^\dagger P_R - P_L^\dagger P_L) \phi = \bar{R}R - \bar{L}L \end{aligned}$$

$$[P_{\pm}, \gamma_5] = 0$$

distribuzione di elicità

$$\Phi[i\sigma^{i+}\gamma_5] \rightarrow \bar{\psi} i\sigma^{i+}\gamma_5 \psi \dots \rightarrow \phi^\dagger (P_L^\dagger \gamma^i P_R - P_R^\dagger \gamma^i P_L) \phi \quad ?$$

(continua)

proiettori trasversi di spin $P_{\uparrow/\downarrow} = \frac{1 \pm \gamma^i \gamma_5}{2}$ (da base di elicità a base di trasversità)

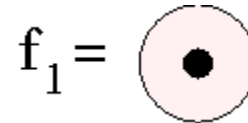
$$\Phi[i\sigma^{i+}\gamma_5] \rightarrow \bar{\psi} i\sigma^{i+}\gamma_5 \psi \dots \rightarrow \phi^\dagger (P_\uparrow P_\uparrow - P_\downarrow P_\downarrow) \phi$$



$\rightarrow \delta q$ è distribuzione di proiezione trasversa dello spin

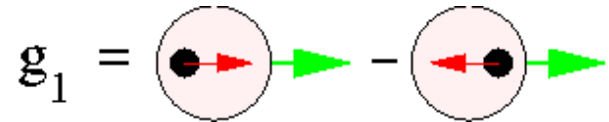
notazioni più usuali e “comode”

$$\Phi[\gamma^+](x, S) = q(x) \longrightarrow f_1(x)$$



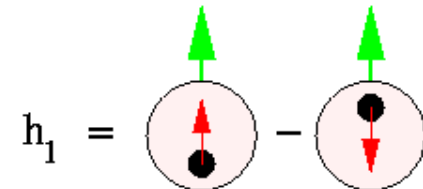
quark non polariz. q leading twist

$$\Phi[\gamma^+\gamma_5](x, S) = \lambda \Delta q(x) \longrightarrow \lambda g_1(x)$$



quark long. polariz. \vec{q}

$$\Phi[i\sigma^{i+}\gamma_5](x, S) = S_T^i \delta q(x) \longrightarrow S_T^i h_1(x)$$

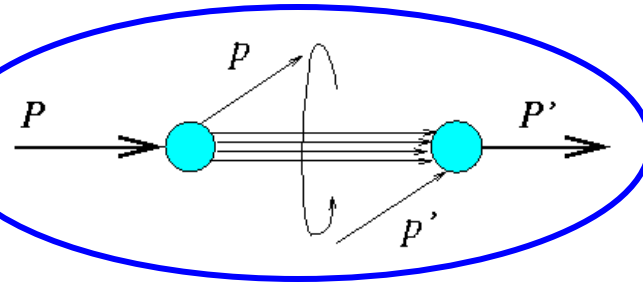
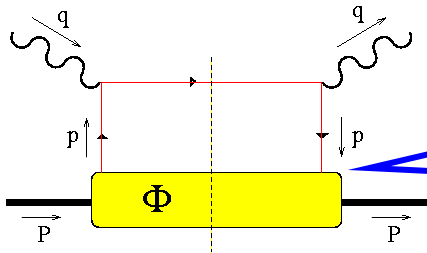


ma h_1 mischia $L \leftrightarrow R$, mentre tutti i

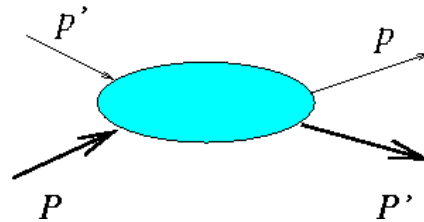
processi hard in QCD conservano la chiralità !?

q^\uparrow quark trasv. polariz.

Necessità di 3 PDF's al leading twist



discontinuità nel canale u della
ampiezza di scattering forward
partone-adrone



bersaglio con elicità P
emette
partone con elicità p
hard scattering
partone con elicità p'
riassorbito in
adrone con elicità P'

$$\rightarrow \mathcal{A}_{Pp,P'p'}$$

al leading twist solo componenti “good”
e il processo è collineare modulo $o(1/Q)$
 \Rightarrow conservazione dell'elicità $P+p' = p+P'$

$$|\psi\rangle \sim \begin{vmatrix} \phi_+ \\ \phi_- \\ o(1/Q) \\ o(1/Q) \end{vmatrix}$$

invarianza per trasformazioni di parità $\rightarrow \mathcal{A}_{Pp,P'p'} = \mathcal{A}_{-P-p,-P'-p'}$

invarianza per time-reversal $\rightarrow \mathcal{A}_{Pp,P'p'} = \mathcal{A}_{P'p',Pp}$

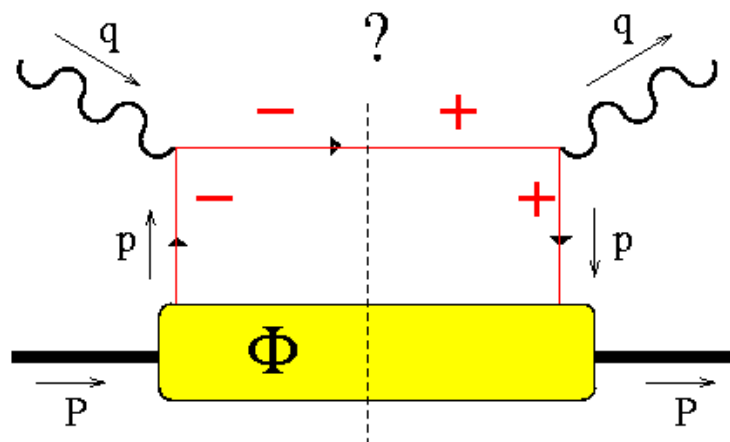
(continua)

	P	p	\rightarrow	P'	p'
1)	+	+		+	+
2)	+	-		+	-
3)	+	+		-	-

con questi vincoli $\rightarrow 3 \mathcal{A}_{pp,P'p'}$ indipendenti

$$\left\{ \begin{array}{l} (+,+) + (+,-) \rightarrow (+,+) + (+,-) \Leftrightarrow f_1 \bar{R}R + \bar{L}L \\ (+,+) - (+,-) \rightarrow (+,+) - (+,-) \Leftrightarrow g_1 \bar{R}R - \bar{L}L \\ (+,+) \rightarrow (-,-) \Leftrightarrow h_1 \bar{L}R \end{array} \right.$$

la QCD conserva l'elicità $\rightarrow h_1$ non è accessibile in DIS inclusivo al leading twist 2, pur essendo legata ad operatore adronico di $t \geq 2$




Differenti proprietà tra f_1 , g_1 e h_1

per DIS inclusivo nel QPM c'è parallelismo tra PDF's e funzioni di struttura

$$f_1(x) \rightarrow F_1(x_B) = \frac{1}{2} \sum_f e_f^2 [f_1^f(x_B) + \bar{f}_1^f(x_B)] = \frac{1}{2} \sum_{f\bar{f}} e_f^2 [q_f^\uparrow(x_B) + q_f^\downarrow(x_B)]$$

$$g_1(x) \rightarrow G_1(x_B) = \frac{1}{2} \sum_f e_f^2 [g_1^f(x_B) + \bar{g}_1^f(x_B)] = \frac{1}{2} \sum_{f\bar{f}} e_f^2 [q_f^\uparrow(x_B) - q_f^\downarrow(x_B)]$$

ma h_1 non ha controparte a livello di funzioni di struttura, perchè per DIS inclusivo polarizzato, in $W_A^{\mu\nu}$ **il contributo di G_2** è legato alla polarizzazione trasversa dell'adrone, ma **è soppresso rispetto a quello di G_1** in quanto contribuisce al twist 3

$$W_A^{\mu\nu} = i\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} q_\rho S_\sigma \left[M G_1(\nu, Q^2) + \frac{P \cdot q}{M} G_2(\nu, Q^2) \right] - i\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} q_\rho P_\sigma \frac{S \cdot q}{M} G_2(\nu, Q^2)$$


per tanti anni h_1 è stata ignorata e si è pensato che la polarizzazione trasversa generasse effetti al twist 3, legando G_2 alla PDF g_T

$$\Phi[\gamma^i \gamma_5](x, S) = \frac{M}{P_+} S_T^i g_T(x) \rightarrow g_1(x) + g_2(x) = \sum_f \frac{e_f^2 m_f}{2Mx} [q_f^\rightarrow(x) - q_f^\leftarrow(x)]$$

In realtà, questo pregiudizio si basa sulla confusione tra polarizzazione trasversa dell'adrone (che appare al twist 3 nel tensore adronico) e distribuzione di polarizzazione trasversa dei partoni, che non necessariamente deve apparire solo al twist 3:

	$\Phi^{[\Gamma]}$	pol. long.	$\Phi^{[\Gamma]}$	pol. trasv.
twist 2	$\gamma^+ \gamma_5$	g_1	$i \sigma^{i+} \gamma_5$	h_1
twist 3	$i \sigma^{+-} \gamma_5$	h_L	$\gamma^i \gamma_5$	g_T

perfetto parallelo tra $t=2$ e $t=3$ sia per elicità che polarizzazione trasversa

inoltre h_1 ha stessa importanza di f_1 e g_1 al twist 2. Infatti se sulla base di elicità f_1 e g_1 sono diagonali mentre h_1 no,

$$f_1 \sim \phi^\dagger (P_R^\dagger P_R + P_L^\dagger P_L) \phi \quad g_1 \sim \phi^\dagger (P_R^\dagger P_R - P_L^\dagger P_L) \phi \quad h_1 \sim \phi^\dagger P_L^\dagger P_R \phi$$

sulla base di trasversità la situazione è opposta:

$$f_1 \sim \phi^\dagger (P_\uparrow^\dagger P_\uparrow + P_\downarrow^\dagger P_\downarrow) \phi \quad g_1 \sim \phi^\dagger P_\downarrow^\dagger P_\uparrow \phi \quad h_1 \sim \phi^\dagger (P_\uparrow^\dagger P_\uparrow - P_\downarrow^\dagger P_\downarrow) \phi$$

di h_1 si sa poco perchè è soppressa in DIS inclusivo. Ci sono modelli e calcoli su reticolo, tra di loro spesso contraddittori.

(Barone & Ratcliffe, *Transverse Spin Physics*, World Scientific (2003))

Solo recentemente si è riusciti per la prima volta ad estrarre una parametrizzazione di h_1 combinando dati di diverse reazioni semi-inclusive.

(Anselmino *et al.*, Phys. Rev. D**75** 054032 (2007); hep-ph/0701006)

Qual è la strategia migliore per estrarre h_1 dai dati ?

Poichè l'elicità è conservata \rightarrow la sezione d'urto deve essere chiral-even quindi per estrarre h_1 bisogna trovare un processo elementare in cui appaia insieme ad un partner chiral-odd, in modo da “annullare l'effetto”; il vincolo ulteriore è che tale contributo appaia al leading twist.