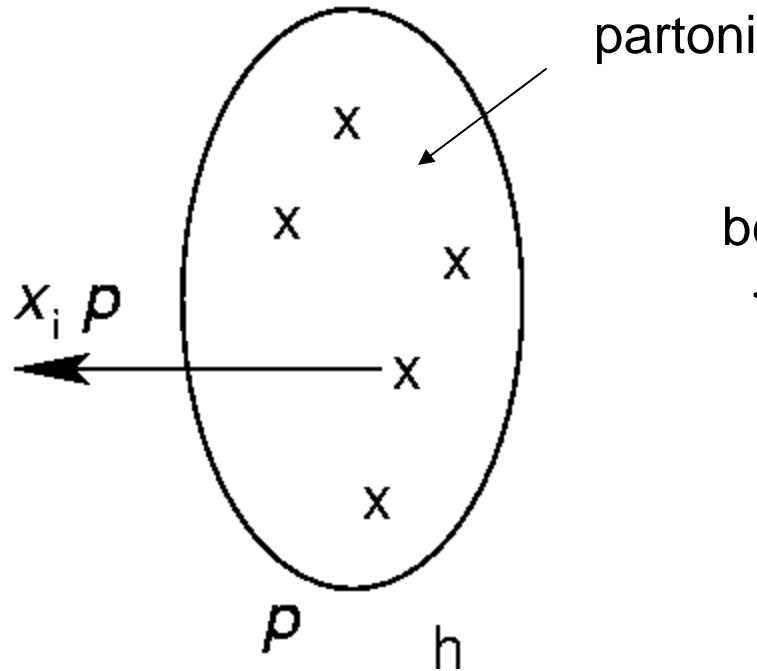
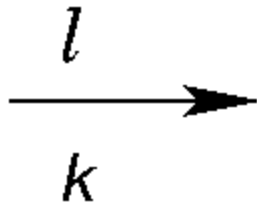


Riassunto della lezione precedente

- teoria generale dello scattering da sonda leptonica:
sez. d'urto per scattering inclusivo elastico da particella di Dirac puntiforme e con struttura interna; fattori di forma di Dirac e Pauli; decomposizione di Gordon
- formula di Rosenbluth; fattori di forma di Sachs; separazione di Rosenbluth; deviazione dei dati sperimentali da scaling asintotico della pQCD
- formula generale di Rosenbluth per scattering inclusivo (an)elastico; confronto con caso elastico puntiforme \rightarrow scaling
- fondamento del QPM: in regime cinematico di DIS (Q^2 , $\nu \rightarrow \infty$, x_B fissato)
scaling \Leftrightarrow somma incoerente di scattering elastici su costituenti puntiformi fermionici in moto quasi libero

sonda leptonica



bersaglio =

{ partoni $i=1..n$ in stato virtuale con momento $x_i p$, $1 \geq x_i \geq 0$ }

bersaglio adronico

ogni stato virtuale ha vita media $\tau_i > 0$ nel rest frame di h

nel c.m. frame
contrazione di Lorentz
dilatazione dei tempi

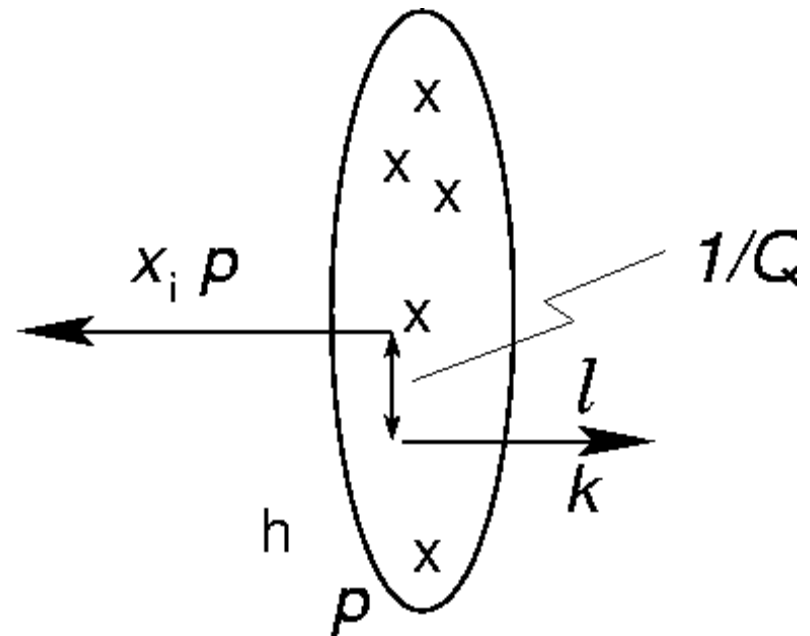
$$\tau_i \rightarrow \frac{\tau_i}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

il leptone l attraversa il bersaglio h in un tempo

$$t \xrightarrow{Q^2 \rightarrow \infty} 0$$

il leptone vede una configurazione “congelata” di partoni

per il principio di indeterminazione
 lo scambio di γ^* tra l e partone
 avviene solo se il parametro di
 impatto (separazione trasversa tra
 le due traiettorie) $e' < 1/Q$



probabilità di trovare un altro partone $j \neq i$ vicino

=

area dello scattering hard l - partone

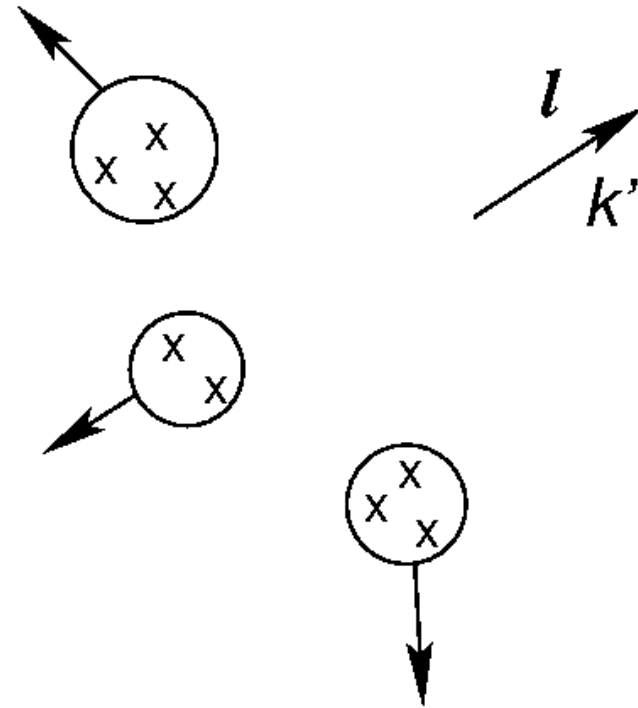
superficie di impatto del bersaglio

$$\sim \frac{1}{\pi R_h^2} \frac{1}{Q^2} \quad \begin{matrix} Q^2 \rightarrow \infty \\ \rightarrow \end{matrix} 0$$

leptone l rivelato in stato finale

i residui del bersaglio h si ricombinano
in adroni non osservati (Σ_X)

adronizzazione avviene su scala
temporale più lunga dello scattering
hard l – partone (vale anche per
correlazioni iniziali tra partoni prima
dello scattering hard)

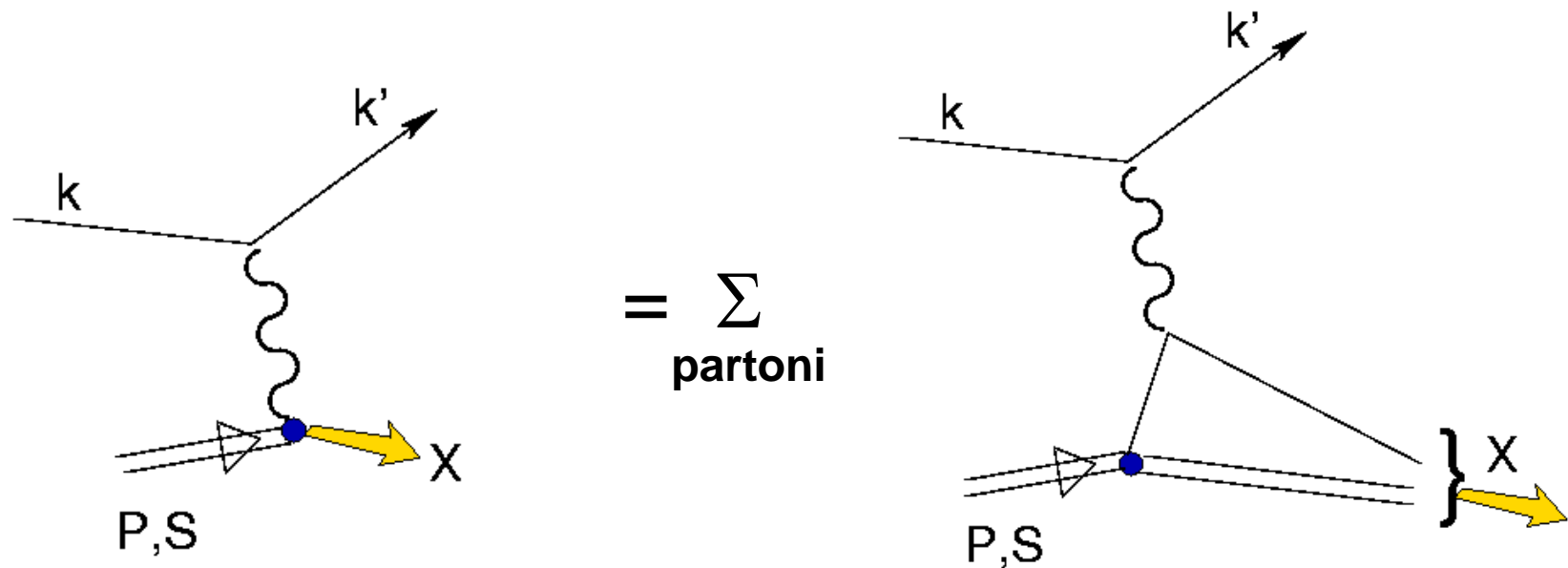


fattorizzazione tra processo di scattering hard l – partone e processi soft tra partoni, che portano alla ricombinazione degli stessi fino a formare adroni senza colore (incluso il bersaglio h)

alta energia: $Q^2 \rightarrow \infty$, regime DIS

il partone e` quasi sulla mass-shell e vive piu` a lungo di $1/Q$

approssimazione di Born per lo scattering hard l - partone



generalizzazione dell'Impulse Approximation (IA)

QPM

- per $Q^2 \rightarrow \infty$ in DIS, scattering hard l – partone in approssimazione di Born
- i partoni vivono in stato virtuale congelato \rightarrow sono quasi on shell
- fattorizzazione tra scattering hard e processi soft tra partoni



Convoluzione tra processo elementare (scattering hard)
e distribuzione di probabilita` dei partoni con flavor f nell'adrone h

$$\frac{d\sigma}{dE' d\Omega}(P, q) = \sum_{f, \bar{f}} \int_0^1 dx \frac{d\sigma^{\text{el}}}{dE' d\Omega}(xP, q) \phi_f(x)$$

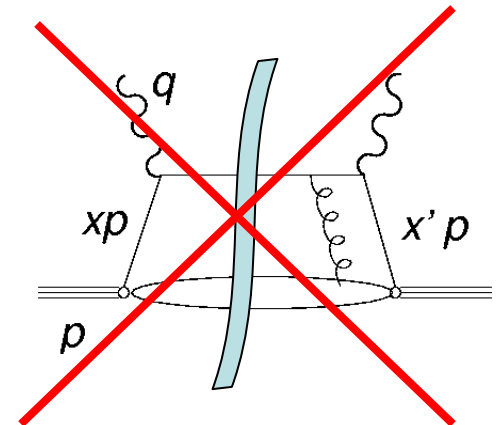
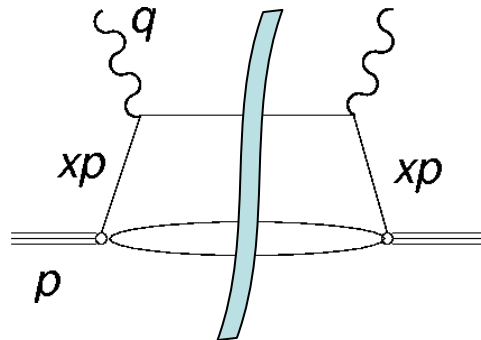
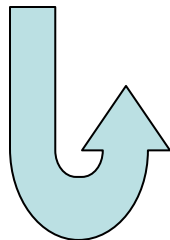
scattering elastico l – partone calcolabile da QED

probabilita` incognita di trovare partone f con
frazione x del momento dell'adrone h

Note :

- fattorizzazione tra scattering hard e distribuzione di probabilità
→ sezione d'urto proporzionale a densità dei partoni
- scattering hard calcolabile da QED;
distribuzione di probabilità deducibile dal confronto con dati exp.
- in approssimazione di Born, scattering hard su partoni liberi
→ asymptotic freedom $\alpha_s \xrightarrow{Q^2 \rightarrow \infty} 0$ (contrario di QED)
→ somma incoerente di scattering hard

$$\frac{d\sigma^{\text{el}}}{dE' d\Omega} \sim L_{\mu\nu} W^{\text{el} \mu\nu}$$



Calcolo di $W^{\text{el}\mu\nu}$

scattering elastico da particella puntiforme (si suppone fermione di Dirac)

$$\frac{d\sigma^{\text{el}}}{dE' d\Omega} = \frac{\alpha^2}{Q^4} \frac{E'}{E} L_{\mu\nu} W^{\text{el}\mu\nu}$$



$$\begin{aligned} 2m W^{\text{el}\mu\nu} &= \frac{1}{2\pi} \int \frac{d\mathbf{p}'}{(2\pi)^3 2p'^0} (2\pi)^4 \delta(p + q - p') H^{\text{el}\mu\nu} \\ &= \delta(2xP \cdot q - Q^2) H^{\text{el}\mu\nu} = \frac{1}{2M\nu} \delta(x - x_B) H^{\text{el}\mu\nu} \end{aligned}$$

$H^{\text{el}\mu\nu}$ per particella di Dirac puntiforme $\equiv L^{\mu\nu}$, ma



$$\begin{aligned} H^{\text{el}\mu\nu} &= e_f^2 \frac{1}{2} \text{Tr} \left[(\not{p}' + m) \gamma^\mu (\not{p} + m) \gamma^\nu \right] \\ &= e_f^2 2 \left[p'^\mu p^\nu + p'^\nu p^\mu + g^{\mu\nu} (m^2 - p' \cdot p) \right] \end{aligned}$$

Ampiezza di scattering elementare

$$L_{\mu\nu} = 2 (k_\mu k'_\nu + k_\nu k'_\mu - k \cdot k' g_{\mu\nu})$$



$$L_{\mu\nu} H^{\text{el}}{}^{\mu\nu} = e_f^2 8 \left[p' \cdot k' p \cdot k + p' \cdot k p \cdot k' - m^2 k \cdot k' \right]$$

$$\stackrel{\text{TRF}}{=} e_f^2 8 \left[2x^2 M^2 E E' + x M E k' \cdot q + \right. \\ \left. x M E' k \cdot q - m^2 k \cdot k' \right]$$

$$\begin{aligned} p' &= p + q \\ p &= x P \\ m^2 &= x^2 M^2 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} q &= k - k' \\ k^2 &= k'^2 \sim 0 \end{aligned}$$

$$= e_f^2 16 E E' m^2 \cos^2 \frac{\theta_e}{2} \left[1 + \frac{Q^2}{2m^2} \tan^2 \frac{\theta_e}{2} \right]$$

Sezione d'urto elastica elementare



$$\frac{d\sigma^{\text{el}}}{dE'd\Omega} = \frac{\alpha^2}{Q^4} \frac{E'}{E} L_{\mu\nu} W^{\text{el}\mu\nu}$$

$$= \frac{\alpha^2}{Q^4} \frac{E'}{E} \frac{1}{2m} \frac{1}{2M\nu} \delta(x - x_B) L_{\mu\nu} H^{\text{el}\mu\nu}$$

$$x_B = \frac{Q^2}{2P \cdot q}$$

$$\frac{Q^2}{2p \cdot q} = \frac{x_B}{x}$$

$$= \frac{4\alpha^2}{Q^4} E'^2 \cos^2 \frac{\theta_e}{2} e_f^2 \frac{2mx_B}{Q^2} \delta(x - x_B) \left[1 + \frac{Q^2}{2m^2} \tan^2 \frac{\theta_e}{2} \right]$$

$$= \sigma_{\text{Mott}} \left[e_f^2 \delta(x - x_B) \frac{x}{\nu} + e_f^2 \delta(x - x_B) \frac{x_B}{m} \tan^2 \frac{\theta_e}{2} \right]$$

Ricorda :

scattering elastico su fermione puntiforme

scattering inclusivo (an)elastico

$$\frac{d\sigma}{dE'd\Omega} = \sigma_{\text{Mott}} \left\{ W_2 + 2W_1 \tan^2 \frac{\theta_e}{2} \right\}$$
$$\frac{d\sigma}{dE'd\Omega} = \sigma_{\text{Mott}} \left(1 + 2\tau \tan^2 \frac{\theta_e}{2} \right) \delta \left(\nu - \frac{Q^2}{2M} \right)$$

$$W_2^{\text{el}} \leftrightarrow \frac{1}{\nu} \delta \left(1 - \frac{Q^2}{2M\nu} \right) = \frac{\delta(1 - x_B)}{\nu} \equiv \frac{F_2(x_B)}{\nu}$$
$$2W_1^{\text{el}} \leftrightarrow \frac{Q^2}{2M^2\nu} \delta \left(1 - \frac{Q^2}{2M\nu} \right) = \frac{x_B}{M} \delta(1 - x_B) \equiv \frac{2}{M} F_1(x_B)$$

$$\frac{d\sigma}{dE'd\Omega} = \sigma_{\text{Mott}} \left\{ \frac{F_2}{\nu} + \frac{2F_1}{M} \tan^2 \frac{\theta_e}{2} \right\} = \sum_{f, \bar{f}} \int_0^1 dx \frac{d\sigma^{\text{el}}}{dE' d\Omega} \phi_f(x)$$

Funzioni di struttura



$$\begin{aligned}\frac{d\sigma}{dE' d\Omega} &= \sum_{f, \bar{f}} \int_0^1 dx \frac{d\sigma^{\text{el}}}{dE' d\Omega} \phi_f(x) \\ &= \sigma_{\text{Mott}} \sum_{f, \bar{f}} e_f^2 \int_0^1 dx \delta(x - x_B) \phi_f(x) \left[\frac{x}{\nu} + \frac{x_B}{m} \tan^2 \frac{\theta_e}{2} \right] \\ &= \sigma_{\text{Mott}} \left[\frac{1}{\nu} F_2 + \frac{2}{M} F_1 \tan^2 \frac{\theta_e}{2} \right]\end{aligned}$$

$$F_1(x_B) = \frac{1}{2} \sum_{f, \bar{f}} e_f^2 \phi_f(x_B) \quad F_2(x_B) = x_B \sum_{f, \bar{f}} e_f^2 \phi_f(x_B)$$


Relazione di Callan-Gross

Callan e Gross, P.R.L. **22** 156 ('69)

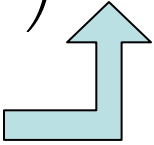
$$2x_B F_1(x_B) = F_2(x_B)$$

Componenti longitudinale e trasversa della risposta inclusiva

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



$q \cdot (\dots) = 0$



$$\begin{aligned}
 \tilde{P}^\mu &= P^\mu - \frac{P \cdot q}{q^2} q^\mu \\
 \tilde{P}^2 &= M^2 \left(1 + \frac{\nu^2}{Q^2} \right)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \frac{d\sigma}{dE' d\Omega} &= \sigma_{\text{Mott}} \left[W_2 + 2 W_1 \tan^2 \frac{\theta_e}{2} \right] \\
 &= \sigma_{\text{Mott}} \frac{Q^2}{\nu^2 + Q^2} \left[W_L + \left(1 + 2 \frac{\nu^2 + Q^2}{Q^2} \tan^2 \frac{\theta_e}{2} \right) W_T \right]
 \end{aligned}$$

Callan-Gross (continua)

Rapporto : $R = \frac{W_L}{W_T} = \frac{-W_1 + \left(1 + \frac{\nu^2}{Q^2}\right) W_2}{W_1}$

$= \frac{F_2}{F_1} \frac{1}{2x_B} \left(1 + \frac{2Mx_B}{\nu}\right) - 1 \xrightarrow{\nu, Q^2 \rightarrow \infty} 0$

osservazione sperimentale

Atwood *et al.*, P.L. **B64** 479 ('76)

$$2 x_B F_1(x_B) = F_2(x_B) \quad \longleftrightarrow \quad R = \frac{W_L}{W_T} \rightarrow 0$$

che significa ?



Close, *An introduction to quarks and partons*, Fig. 9.8

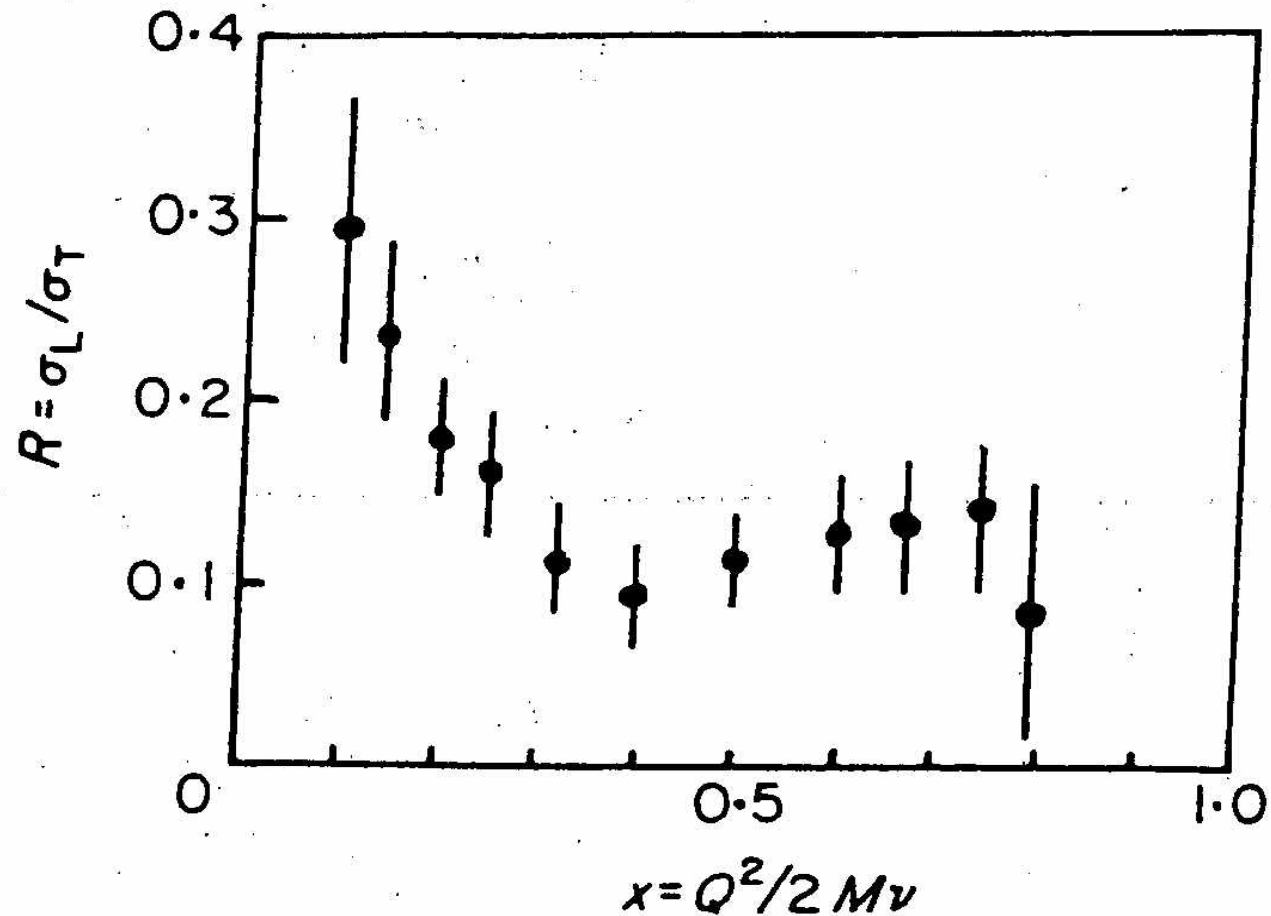


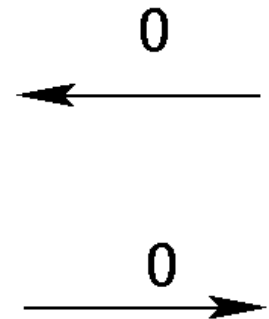
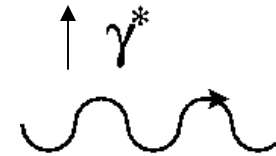
FIG. 9.8. $R \equiv \sigma_L / \sigma_T$ as a function of x .



Scattering nel Breit frame

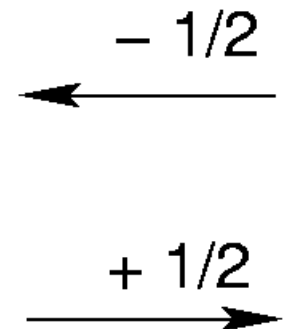
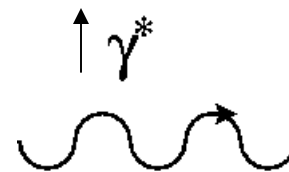
particella scalare (spin 0)

polarizzazione trasversa di γ^* porta $L_z=1$
 \Rightarrow non puo` essere assorbita $\Rightarrow W_T \rightarrow 0$



particella di Dirac (spin $\frac{1}{2}$)

interazione e.m. conserva l'elicità
 \Rightarrow il cambio $\Delta h = \pm 1$ compensa $L_z = 1$
di polarizzazione trasversa di γ^*
 \Rightarrow polarizzazione longitudinale di γ^* non
compensa $\Rightarrow W_L \rightarrow 0$



Callan-Gross



partoni hanno spin $\frac{1}{2}$

Primi anni '70 : - esplorazione sistematica delle proprietà del QPM
 - "inquadrare" il QPM in una teoria di campo

$$F_1(x_B) = \frac{1}{2} \sum_{f, \bar{f}} e_f^2 \phi_f(x_B) \quad F_2(x_B) = x_B \sum_{f, \bar{f}} e_f^2 \phi_f(x_B)$$

DIS su $N = \{p, n\} \rightarrow$ accesso a densità partoniche nel N

supponiamo $p = \{uud\}$ e $n = \{ddu\}$ cioè 2 flavor u, d e $\bar{u}, \bar{d} \sim 0$

4 incognite : $u_p(x_B)$, $d_p(x_B)$, $u_n(x_B)$, $d_n(x_B)$

2 misure : $F_2^p(x_B)$, $F_2^n(x_B)$ in $e^- + N \rightarrow e^- + X$

simmetria di isospin dell'interazione forte :

$$\begin{cases} u_p(x_B) = d_n(x_B) \\ d_p(x_B) = u_n(x_B) \end{cases}$$

\rightarrow 2 relazioni

sistema
determinato

Definizioni

$q_f(x)$ distribuzione di probabilita` di avere un partone (quark) di flavor f con frazione x del momento dell'adrone genitore

$\bar{q}_f(x)$ idem per antipartone (antiquark)

$\sum_f (q_f(x) + \bar{q}_f(x)) \equiv \Sigma(x)$ distribuzione di singoletto (di flavor)
tutto il resto e` di non-singoletto (di flavor)

$q_f^v(x)$ distribuzione di partone (quark) di “valenza”

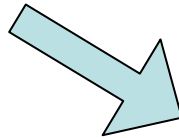
se ad ogni antiquark virtuale e` associato quark virtuale
(polarizzazione di vuoto \rightarrow produzione di coppia \sim quarkonio)
allora “valenza” = i quark rimanenti dopo aver rimosso quelli
virtuali associati alla polarizzazione di vuoto

$q_f^{sea}(x)$ distribuzione di partone (quark) del “mare” di Dirac
= i quark virtuali di cui sopra

$$q_f(x) \equiv q_f^v(x) + q_f^{sea}(x)$$

Normalizzazione

$$e_N = \sum_{f, \bar{f}} e_f \int_0^1 dx q_f(x)$$



$$1 = \int_0^1 dx \left[\frac{2}{3} (u(x) - \bar{u}(x)) - \frac{1}{3} (d(x) - \bar{d}(x)) \right]$$

$$0 = \int_0^1 dx \left[\frac{2}{3} (d(x) - \bar{d}(x)) - \frac{1}{3} (u(x) - \bar{u}(x)) \right]$$



$$2 = \int_0^1 dx [u(x) - \bar{u}(x)] \equiv \int_0^1 dx u^v(x)$$

$$1 = \int_0^1 dx [d(x) - \bar{d}(x)] \equiv \int_0^1 dx d^v(x)$$



$$\text{DIS } \begin{aligned} e^- + p &\rightarrow e'^- + X \\ e^- + n &\rightarrow e'^- + X \end{aligned}$$

in Born approximation, cioè Q^2 tale per cui scambio di γ^* , ma non di W^\pm , Z^0

2 flavors : $f=u,d$

simmetria di isospin : $u_p = d_n$
 $d_p = u_n$

$$2F_1(x_B) = \frac{F_2(x_B)}{x_B} = \sum_{f,\bar{f}} e_f^2 q_f(x_B)$$

$$= \begin{cases} \text{protone} & \frac{4}{9} [u_p(x_B) + \bar{u}_p(x_B)] + \frac{1}{9} [d_p(x_B) + \bar{d}_p(x_B)] \\ \text{neutrone} & \frac{4}{9} [u_n(x_B) + \bar{u}_n(x_B)] + \frac{1}{9} [d_n(x_B) + \bar{d}_n(x_B)] \\ & = \frac{4}{9} [d_p(x_B) + \bar{d}_p(x_B)] + \frac{1}{9} [u_p(x_B) + \bar{u}_p(x_B)] \end{cases}$$

$$4 \geq \frac{F_2^{e^-n}}{F_2^{e^-p}} = \frac{[u(x_B) + \bar{u}(x_B)] + 4[d(x_B) + \bar{d}(x_B)]}{4[u(x_B) + \bar{u}(x_B)] + [d(x_B) + \bar{d}(x_B)]} \geq \frac{1}{4}$$

sperimentalmente si osserva

$$1 \xleftarrow{x_B \rightarrow 0} \frac{\nu W_2^{e^-n}}{\nu W_2^{e^-p}} = \frac{F_2^{e^-n}}{F_2^{e^-p}} \xrightarrow{x_B \rightarrow 1} \frac{1}{4}$$

Close, *An introduction to quarks and partons*,
Fig. 11.3

dati da

Bloom, in *Proc. of 6th Int. Symp. On Electron and Photon Interactions*,
Bonn ('73)

Bodek *et al.*, P.L. **B51** 417 ('74)

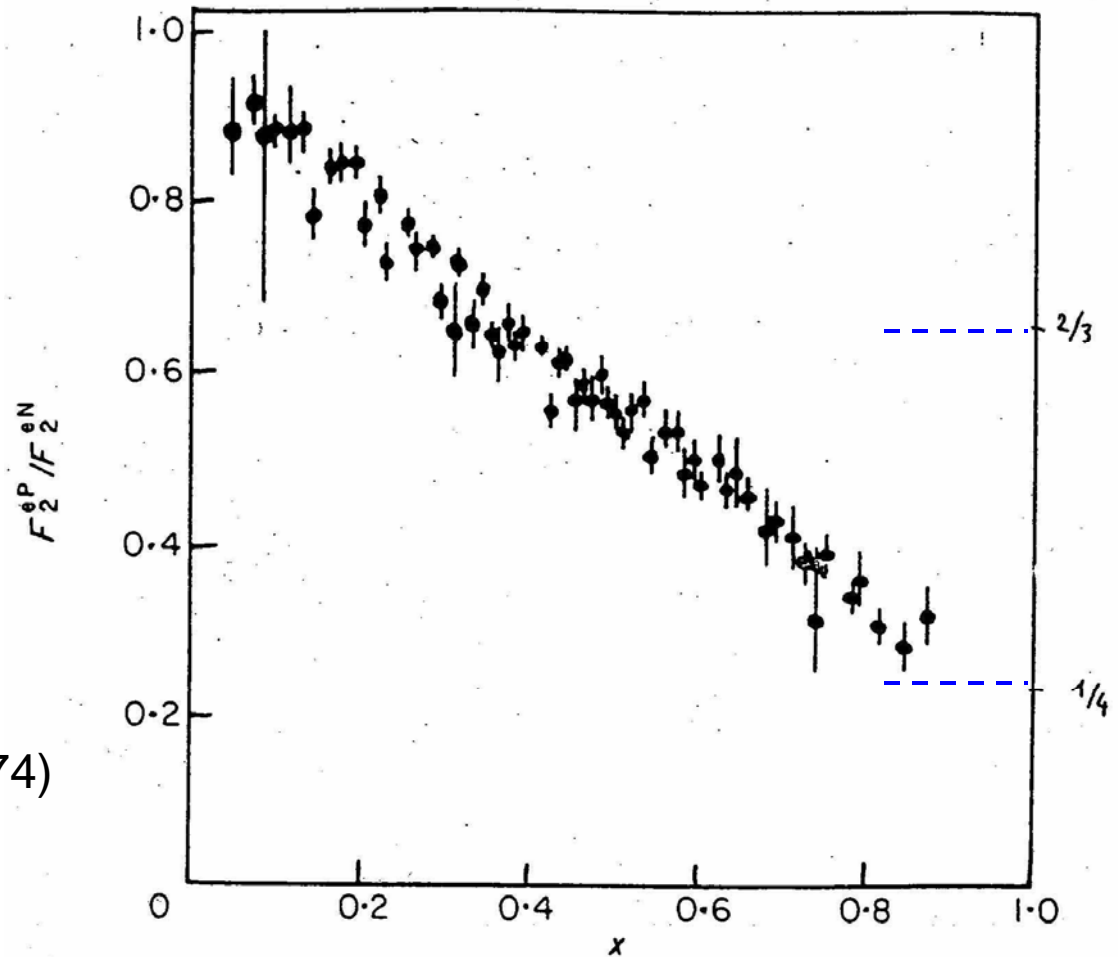


FIG. 11.3. The ratio $\nu W_2^{eN}/\nu W_2^{eP}$ as a function of x .

$$\frac{F_2^{e^-n}}{F_2^{e^-p}} = \frac{[u(x_B) + \bar{u}(x_B)] + 4 [d(x_B) + \bar{d}(x_B)]}{4 [u(x_B) + \bar{u}(x_B)] + [d(x_B) + \bar{d}(x_B)]}$$

ricorda : $q_f(x_B) = q_f^v(x_B) + q_f^{sea}(x_B)$

supponiamo : $\bar{u}^v(x_B) = \bar{d}^v(x_B) = 0$ (ragionevole in N !)

supponiamo : $u^{sea}(x_B) = \bar{u}^{sea}(x_B) = d^{sea}(x_B) = \bar{d}^{sea}(x_B) \equiv K(x_B)$



simmetria del “mare” di Dirac
(pericolosa in QCD !)

$$\begin{array}{ccc} \begin{array}{c} \text{1} \\ \nwarrow \end{array} & \begin{array}{c} x_B \rightarrow 0 \\ \frac{F_2^{e^-n}}{F_2^{e^-p}} = \frac{u^v(x_B) + 4d^v(x_B) + 10K(x_B)}{4u^v(x_B) + d^v(x_B) + 10K(x_B)} \end{array} & \begin{array}{c} \xrightarrow{x_B \rightarrow 1} \\ \frac{1}{4} \end{array} \\ & & \begin{array}{c} u_p^v \text{ dominante} \\ (d_n^v \text{ “ ”}) \end{array} \end{array}$$

dominanza del “mare” (K)
(produzione di coppie
indipendente da flavor)

naïve Hp: $u_p^v = 2 d_p^v$ ($|e_u|=2|e_d|$)

$$\Rightarrow \frac{F_2^{e^-n}}{F_2^{e^-p}} \rightarrow \frac{2}{3} \neq \frac{1}{4} \quad !$$

