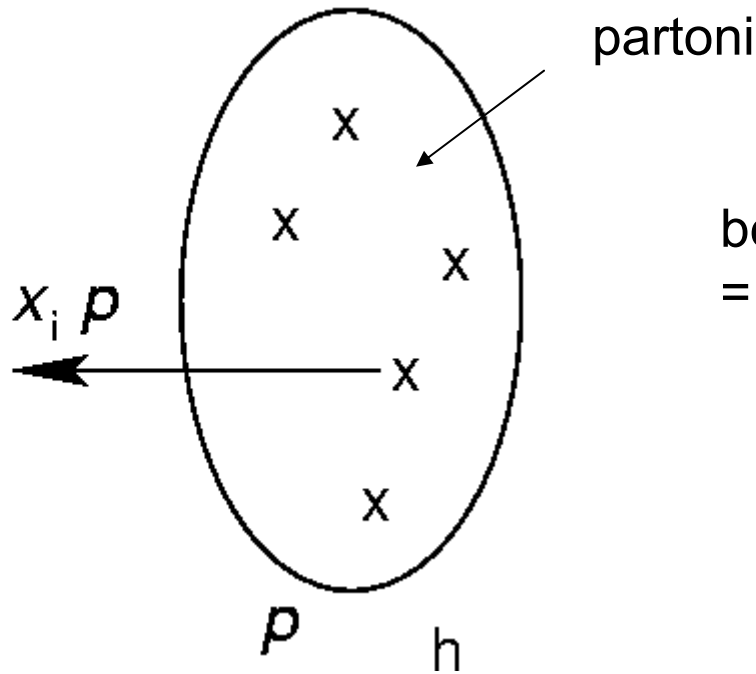
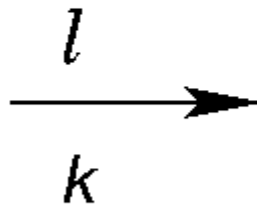


Schema

- riassunto precedente lezione
- introduzione al Quark Parton Model (QPM)
- DIS inclusivo, funzioni di struttura; relazione di Callan-Gross
- identificazione partoni – quark : problemi teorici del QPM
- proprietà delle distribuzioni di (anti)quark: valenza, Dirac sea,...
- necessità di estendere il QPM per testare il modello:
DIS di (anti)neutrino ; processi elementari e^+e^- e Drell-Yan

- scattering inclusivo (an)elastico leptone – adrone;
regime di DIS: $Q^2, \nu \rightarrow \infty$, x_B fissata
- scaling della risposta adronica nella variabile x_B
- scattering inclusivo = somma incoerente di scattering elastici da costituenti elementari puntiformi del bersaglio adronico: i partoni

sonda leptonica



bersaglio

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

bersaglio adronico

il leptone l attraversa il bersaglio h in un tempo

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

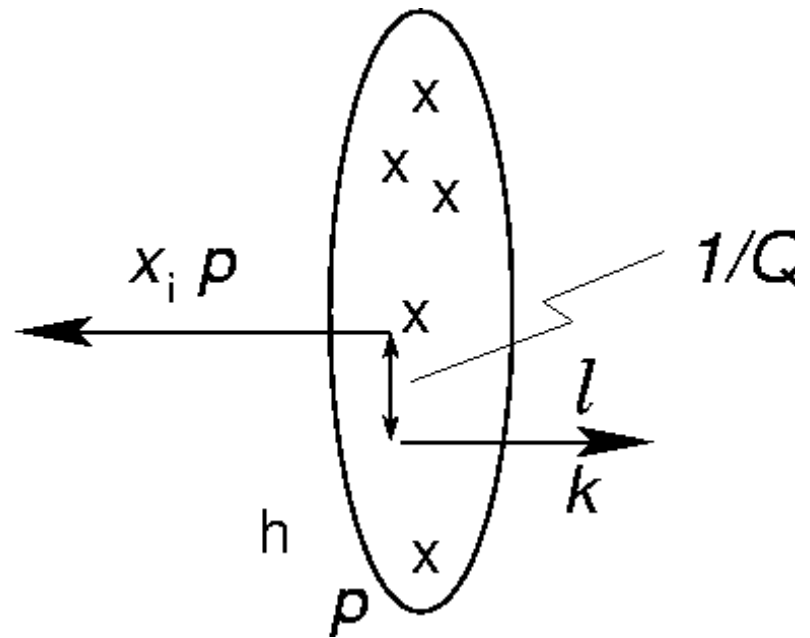
il leptone vede una configurazione "congelata" di partoni

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

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

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

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

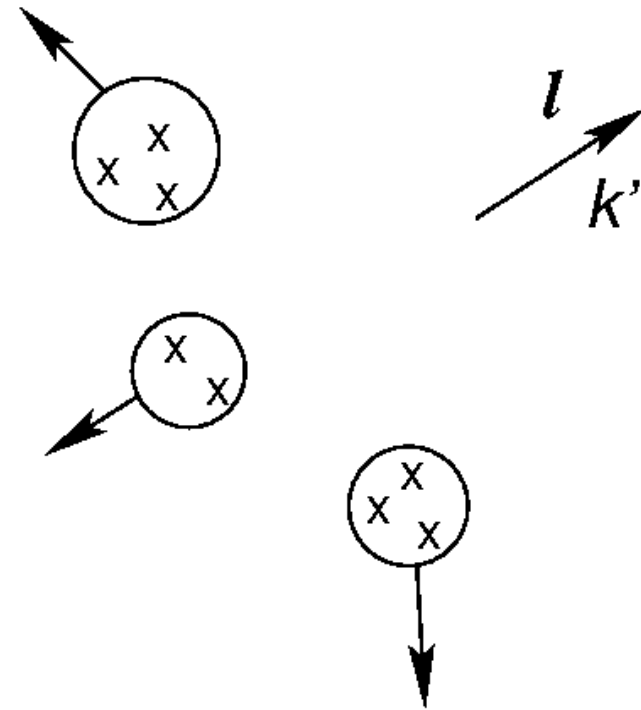
superficie di impatto del bersaglio

$$\sim \frac{1}{\pi R_h^2 Q^2} \xrightarrow{Q^2 \rightarrow \infty} 0$$

leptone l rivelato in stato finale

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

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

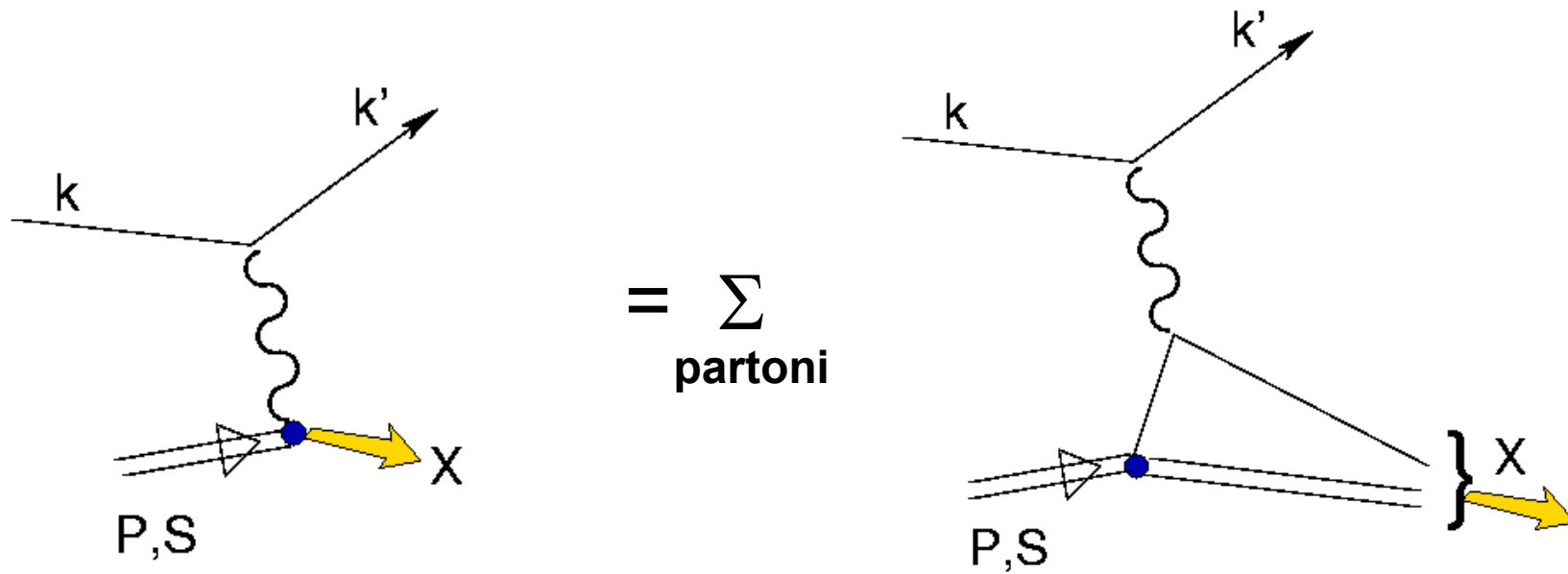


fattorizzazione tra processo di scattering hard l – partone e processi soft tra partoni, che portano alla ricombinazione degli stessi fino a formare adroni senza colore (incluso il bersaglio h)

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 sono quasi on-shell e vivono in stato virtuale congelato
- 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

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

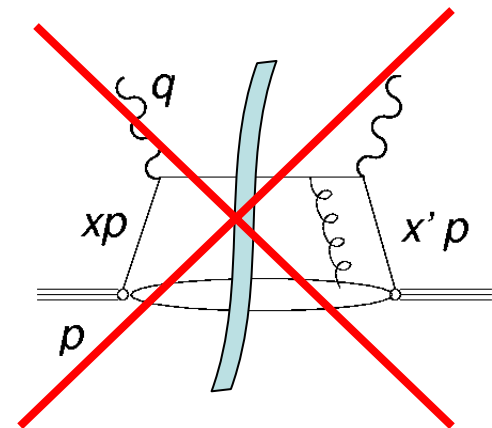
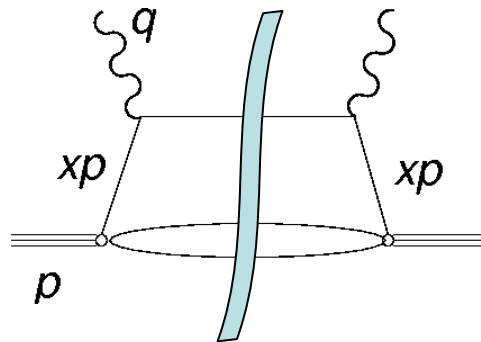
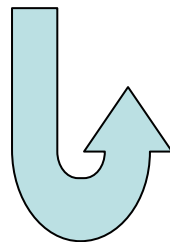
scattering elastico l – partone calcolabile da QED

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

Note :

- fattorizzazione tra scattering hard e distribuzione di probabilita`
→ sezione d'urto proporzionale a densita` dei partoni
- scattering hard calcolabile da QED;
distribuzione di probabilita` 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)

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

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

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

$$\begin{aligned} H^{\text{el}\mu\nu} &= e_f^2 \text{Tr} [\gamma^\mu (x \not{p} + \not{q}) \gamma^\nu x \not{p}] \\ &= e_f^2 \left[\left(-g^{\mu\nu} + \frac{q^\mu q^\nu}{q^2} \right) Q^2 + 4x^2 \tilde{p}^\mu \tilde{p}^\nu \right] \end{aligned} \quad \begin{aligned} \tilde{p}^\mu &= p^\mu - \frac{p \cdot q}{q^2} q^\mu \\ \stackrel{\text{elast.}}{=} & p^\mu + \frac{q^\mu}{2} \end{aligned}$$

$$L^{\mu\nu} = 2k^\mu k'^\nu + 2k^\nu k'^\mu - Q^2 g^{\mu\nu}$$

$$\begin{aligned} L_{\mu\nu} H^{\text{el}\mu\nu} &= e_f^2 \text{Tr} \left[2Q^4 + x^2 \left(16(p \cdot k)^2 - 16p \cdot kp \cdot q - 4m^2 Q^2 \right) \right] \\ &\stackrel{\text{TRF}}{=} e_f^2 \left[32E^2 E'^2 \sin^4 \frac{\theta_e}{2} + x^2 16EE' m^2 \cos^2 \frac{\theta_e}{2} \right] \\ &= e_f^2 16EE' m^2 \cos^2 \frac{\theta_e}{2} \left[x^2 + \frac{Q^2}{2m^2} \tan^2 \frac{\theta_e}{2} \right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^{\text{el}}}{dE' d\Omega} &= \frac{\alpha^2}{Q^4} \frac{E'}{E} L_{\mu\nu} W^{\text{el}\mu\nu} \\ &= \frac{\alpha^2}{Q^4} \frac{E'}{E} \frac{1}{2mQ^2} \delta \left(\frac{x}{x_B} - 1 \right) e_f^2 16EE' m^2 \cos^2 \frac{\theta_e}{2} \left[x^2 + \frac{Q^2}{2m^2} \tan^2 \frac{\theta_e}{2} \right] \\ &= \frac{4\alpha^2}{Q^4} E'^2 \cos^2 \frac{\theta_e}{2} e_f^2 \frac{2m}{Q^2} \delta \left(\frac{x}{x_B} - 1 \right) \left[x^2 + \frac{Q^2}{2m^2} \tan^2 \frac{\theta_e}{2} \right] \\ &= \sigma_{\text{Mott}} \left[e_f^2 \delta \left(\frac{x}{x_B} - 1 \right) \frac{x^2}{\nu x_B} + e_f^2 \delta \left(\frac{x}{x_B} - 1 \right) \frac{1}{m} \tan^2 \frac{\theta_e}{2} \right] \end{aligned}$$

Ricorda : scattering inclusivo (an)elastico

scattering elastico su fermione puntiforme

$$\frac{d\sigma}{dE'd\Omega} = \sigma_{\text{Mott}} \left\{ W_2 + 2W_1 \tan^2 \frac{\theta_e}{2} \right\}$$

$$\frac{d\sigma}{dE'd\Omega} = \sigma_{\text{Mott}} \left\{ \frac{F_2}{\nu} + \frac{2F_1}{m} \tan^2 \frac{\theta_e}{2} \right\}$$

Quindi

$$\frac{d\sigma^{\text{el}}}{dE'd\Omega} = \sigma_{\text{Mott}} \left\{ \frac{F_2^{\text{el}}}{\nu} + \frac{2F_1^{\text{el}}}{m} \tan^2 \frac{\theta_e}{2} \right\}$$

$$\equiv \sigma_{\text{Mott}} \left\{ e_f^2 \delta \left(\frac{x}{x_B} - 1 \right) \frac{x^2}{\nu x_B} + e_f^2 \delta \left(\frac{x}{x_B} - 1 \right) \frac{1}{m} \tan^2 \frac{\theta_e}{2} \right\}$$

$$F_1^{\text{el}}(x) = \frac{1}{2} e_f^2 x_B \delta(x - x_B)$$

$$F_2^{\text{el}}(x) = e_f^2 x^2 \delta(x - x_B)$$

Funzioni di struttura

$$d\sigma(p,q) \leftrightarrow d\sigma^{\text{el}}(xp,q)$$

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

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

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

Relazione di Callan-Gross : $2 x_B F_1(x_B) = F_2(x_B)$

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

Ricorda : sezione d'urto inclusiva (an)elastica

$$\frac{d\sigma}{dE' d\Omega} = \sigma_{\text{Mott}} \frac{Q^2}{\epsilon^{-1} (\nu^2 + Q^2)} \left\{ \underbrace{W_L}_{-W_1 + \frac{\nu^2 + Q^2}{Q^2} W_2} + \left(1 + 2 \frac{\nu^2 + Q^2}{Q^2} \right) \underbrace{W_T}_{W_1} \right\}$$

perche`

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

$$\text{con } \frac{\tilde{P}^2}{M^2} = \frac{1}{M^2} \left(P^\mu - \frac{P \cdot q}{q^2} q^\mu \right) \left(P_\mu - \frac{P \cdot q}{q^2} q_\mu \right) = \left(1 + \frac{\nu^2}{Q^2} \right)$$

Callan-Gross (continua)

Rapporto :

$$\begin{aligned}
 R = \frac{W_L}{W_T} &= \frac{-W_1 + \left(1 + \frac{\nu^2}{Q^2}\right) W_2}{W_1} \\
 &= \frac{\nu^2 + Q^2}{Q^2} \frac{W_2}{W_1} - 1 = \frac{\nu^2 + Q^2}{Q^2} \frac{F_2}{\nu} \frac{M}{F_1} - 1 \\
 &= \frac{F_2}{F_1} \frac{2M\nu}{Q^2} \frac{1}{2\nu^2} (\nu^2 + Q^2) - 1 = \frac{F_2}{F_1} \frac{1}{2x_B} \left(1 + \frac{2Mx_B}{\nu}\right) - 1
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 &\xrightarrow{\nu, Q^2 \rightarrow \infty} \\
 &\rightarrow 0
 \end{aligned}$$

osservazione sperimentale

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

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

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

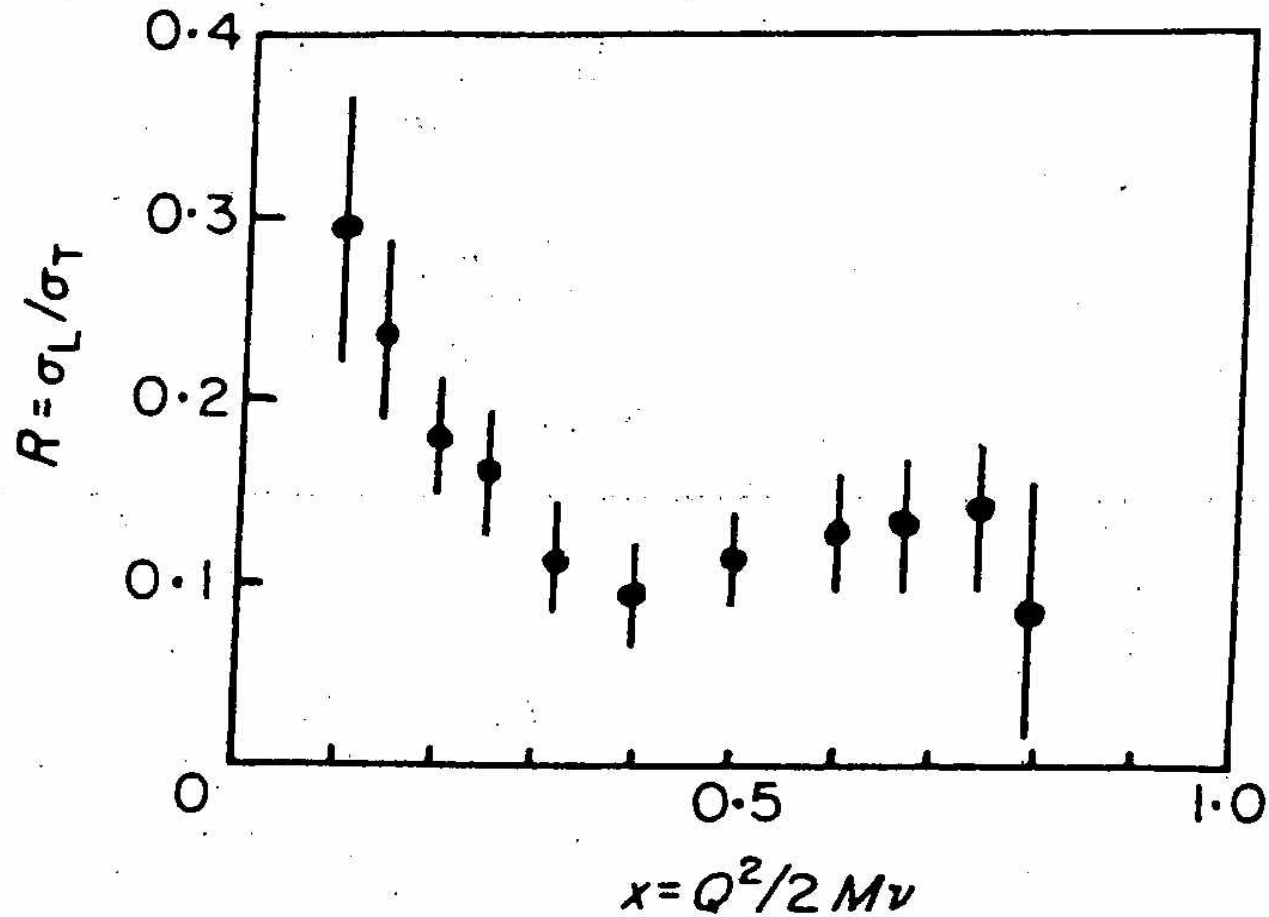


FIG. 9.8. $R \equiv \sigma_L / \sigma_T$ as a function of x .

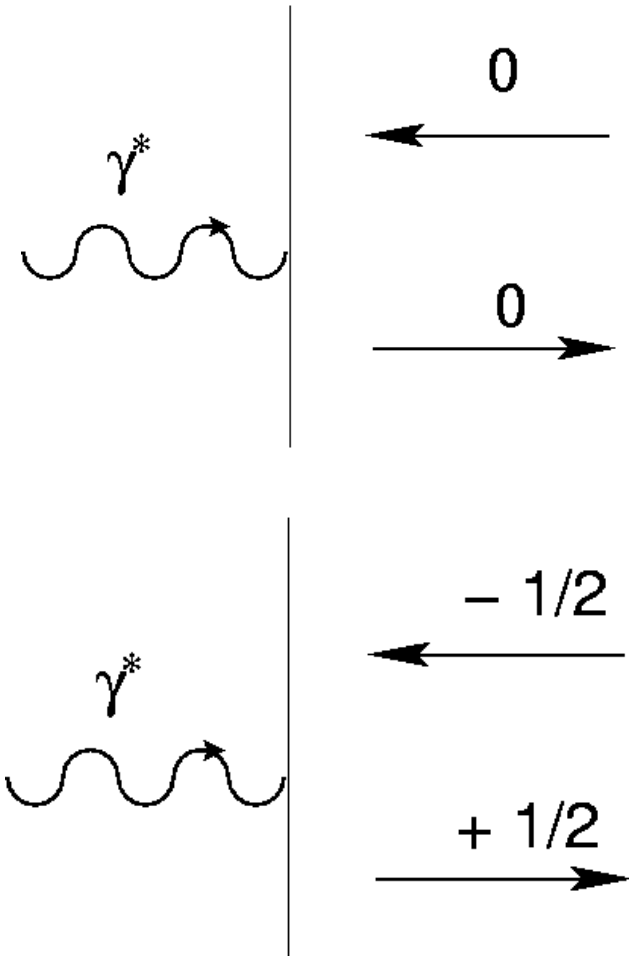
Scattering nel Breit frame

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 1/2)

interazione e.m. conserva l'elicit`
 \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 1/2

partoni \leftrightarrow quarks ?

Gell-Mann, P.R. **92** 833 ('53); **125** 1067 ('62); P.L. **8** 214 ('64)

Gell-Mann e Ne'eman, *The eightfold way* (Benjamin, New York, 1964)

Zweig, CERN report N.8182/TH 401 ('64); N. 8419/TH 412 ('64)

- a meta` '60 spettro dei barioni e dei mesoni e` popolato da centinaia di livelli, ciascuno presunta particella fondamentale.
- quarks introdotti per trovare un ordine sistematico nella classificazione che mettesse in evidenza una simmetria di livello piu` basso
- spettro degli adroni ricostruibile, in linea di massima, ipotizzando una simmetria $SU(6) = SU(2)_{\text{spin}} \otimes SU(3)_{\text{flavor}} \otimes SU(3)_{\text{color}}$ con quarks dotati di spin $\frac{1}{2}$; tre flavor u, d, s a carica frazionaria; tre colori rosso, verde, blu ; e gli adroni classificati come

$$\text{nonetto mesonico} = \{ q\bar{q} \}$$

in combinazione color-less

$$\begin{array}{l} \text{singoletto, ottetto e} \\ \text{decupletto barionico} \end{array} = \{ qqq \}$$

Perche` almeno tre flavor ?

Supponiamo quark u , $e_u = 2/3$; quark d , $e_d = -1/3$
 accoppiati a spin 1 o 0 con onda relativa $L=0,1,2\dots$ ($S,P,D\dots$)
 notazione spettroscopica $^{2S+1}L_J$ con $J=L+S$

ordinando per energie crescenti, si avranno gli stati :

	1S_0	3S_0	1P_1	3P_0	3P_1
spettro osservato	$\pi^{\pm,0}, \eta$	$\rho^{\pm,0}, \omega$	B	δ	A_1

interpretazione :

$\{u\bar{d}\}, \{d\bar{u}\}$	in	1S_0	3S_0	1P_1	3P_0	3P_1
$\{u\bar{u}\}, \{d\bar{d}\}$							

ma nello spettro
 si vedono anche
 (nonetto mesonico)

$\eta', K^{\pm,0}$	$\phi, K^{*\pm,0}$
\bar{K}^0	\bar{K}^{*0}



flavor s

1974 : osservazione della particella $J/\psi \rightarrow$ flavor c

Aubert *et al.*, P.R.L. **33** 1404 ('74)

Augustin *et al.*, P.R.L. **33** 1406 ('74)

Perche` tre colori ?

Grado di liberta` di colore necessario per preservare la statistica di Fermi-Dirac

risonanza Δ^{++} : spin=3/2 , isospin=3/2 \rightarrow sistema $\{ uuu \}$

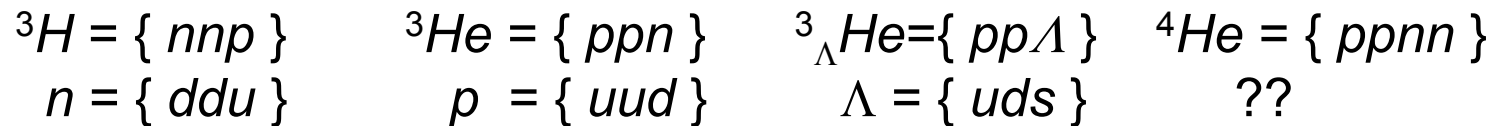
risonanza Ω^- : spin=3/2 , isospin=0 stranezza= -3 \rightarrow sistema $\{ sss \}$



stati completamente
simmetrici in spin e flavor
ma risonanza ha spin
semi-intero !

- pompando energia nel sistema quarkonio (quark-antiquark) si producono stati eccitati equispaziati in energia (tipico dei potenziali di interazione lineari o di oscillatore armonico, non dei potenziali coulombiani)
→ non si vede “ionizzazione” del quarkonio nel continuo

- le uniche combinazioni possibili sono il quarkonio e lo stato di 3 quark
→ si rompe l’analogia con la Fisica Nucleare



- le combinazioni possibili osservate formano sempre adroni di colore neutro
→ l’interazione forte richiede neutralizzazione della carica di colore negli adroni osservati
→ confinamento

come conciliare il confinamento con l’asymptotic freedom osservato nel DIS e postulato nel QPM ?

Primi '70 : - esplorazione sistematica delle proprietà del QPM
 - sistemazione teorica del QPM come teoria di campo
 per cercare di rispondere a domanda precedente

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

DIS su $N = \{ p, n \}$ → 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 :

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

→ 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)

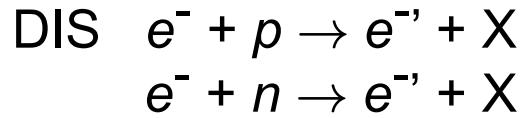
$q_f^v(x) \equiv q_f(x) - \bar{q}_f(x)$ distribuzione di partone (quark) di "valenza"

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

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



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

$$1 \quad \begin{matrix} x_B \rightarrow 0 \\ \leftarrow \end{matrix} \quad \frac{\nu W_2^{e^-n}}{\nu W_2^{e^-p}} = \frac{F_2^{e^-n}}{F_2^{e^-p}} \quad \begin{matrix} x_B \rightarrow 1 \\ \rightarrow \end{matrix} \quad \frac{1}{4}$$

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)

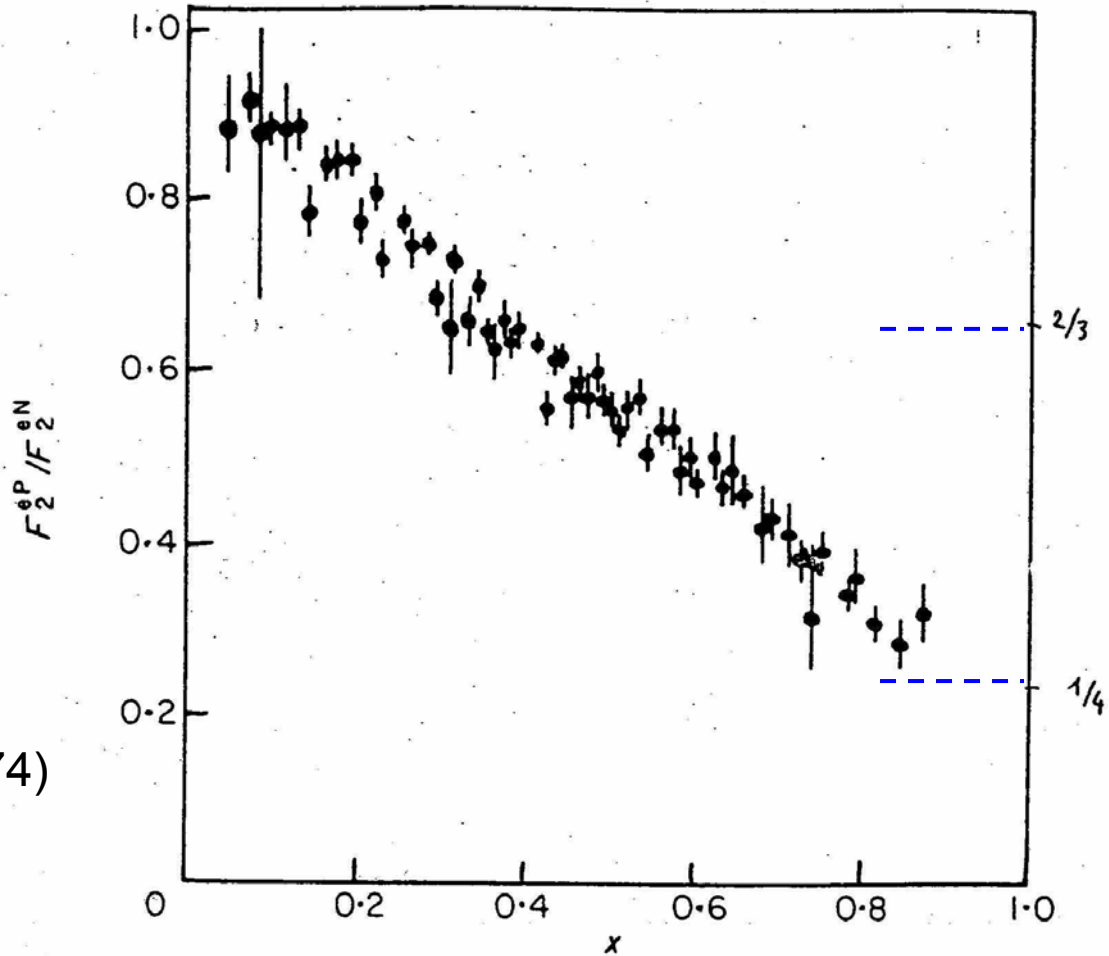


FIG. 11.3. The ratio $\nu W_2^{eN} / \nu W_2^{eP}$ as a function of x .

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

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 !)

$$1 \xleftarrow{x_B \rightarrow 0} \frac{F_2^{e^-n}}{F_2^{e^-p}} = \frac{u^v(x_B) + 4d^v(x_B) + 10K(x_B)}{4u^v(x_B) + d^v(x_B) + 10K(x_B)} \xrightarrow{x_B \rightarrow 1} \frac{1}{4}$$

u_p^v dominante
(d_n^v ")

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

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

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

sempre con le ipotesi precedenti, cioè

$$\begin{cases} \bar{u}^v(x_B) = \bar{d}^v(x_B) = 0 \\ u^{sea}(x_B) = \bar{u}^{sea}(x_B) = d^{sea}(x_B) = \bar{d}^{sea}(x_B) \equiv K(x_B) \end{cases}$$

consideriamo

$$\begin{aligned} \frac{1}{x_B} \left[F_2^{e^-p}(x_B) - F_2^{e^-n}(x_B) \right] &= \frac{1}{9} [4u^v(x_B) + d^v(x_B) + 10K(x_B)] \\ &\quad - \frac{1}{9} [4d^v(x_B) + u^v(x_B) + 10K(x_B)] \\ &= \frac{1}{3} [u^v(x_B) - d^v(x_B)] \end{aligned}$$

distribuzione di non-singoletto ;

informazioni su quark di valenza senza contaminazione del “mare” ;

differenza tra p e n sta nei quark di valenza dominanti (u e d , rispettiv.)

dati sperimentali per

$$\nu W_2^{e^-p} - \nu W_2^{e^-n} = F_2^{e^-p} - F_2^{e^-n} = \frac{1}{3} x_B [u^v(x_B) - d^v(x_B)]$$

Close, *An Introduction to quarks and partons*, Fig. 11.6

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

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

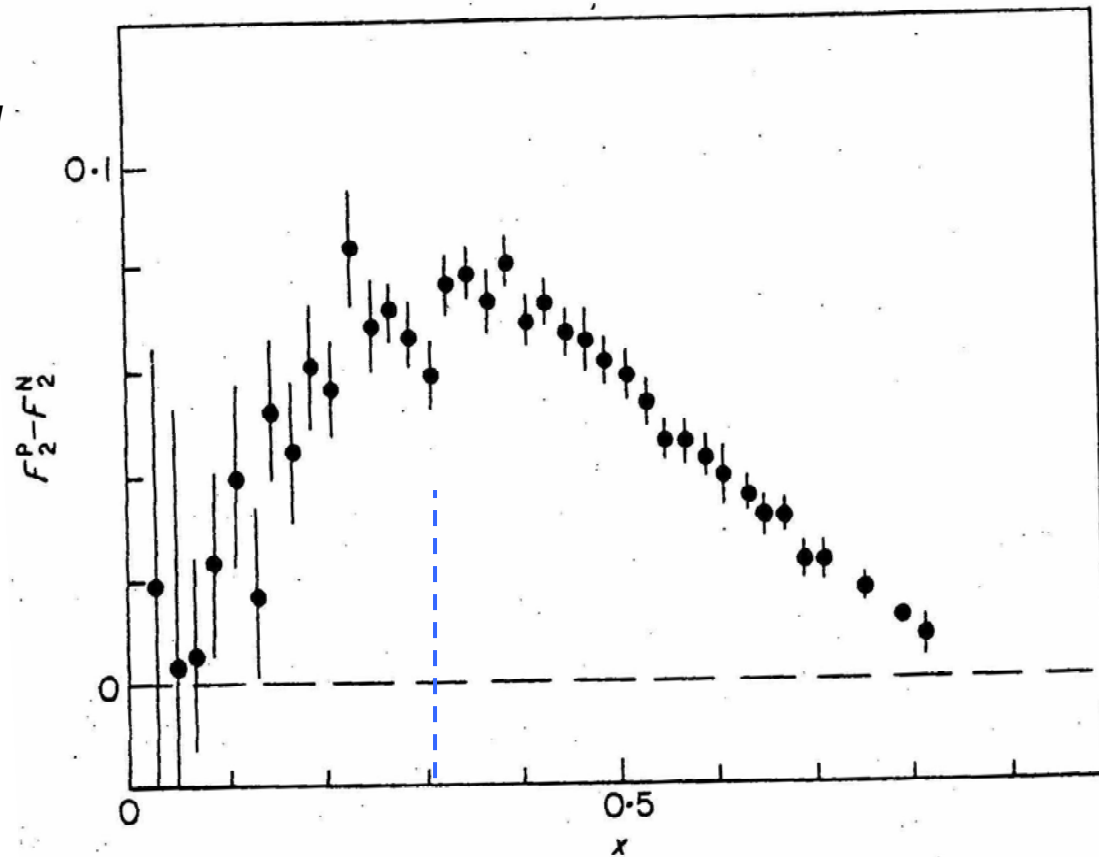


FIG. 11.6. $\nu W_2(ep) - \nu W_2(en)$ data as a function of x .

il N è costituito da 3 quark di valenza che portano ciascuno $1/3$ del momento; differenza tra p e n sta nel quark dominante (rispettiv. u e d)
 \Rightarrow Constituent Quark Model (CQM)

moto di Fermi dei quark confinati smussa la distribuzione (analogo del picco quasi-elastico per scattering e^- - nucleo)

per piccoli x_B contributi di gluone e polarizzazione di vuoto (violazione dello scaling ; correzioni di QCD perturbativa)

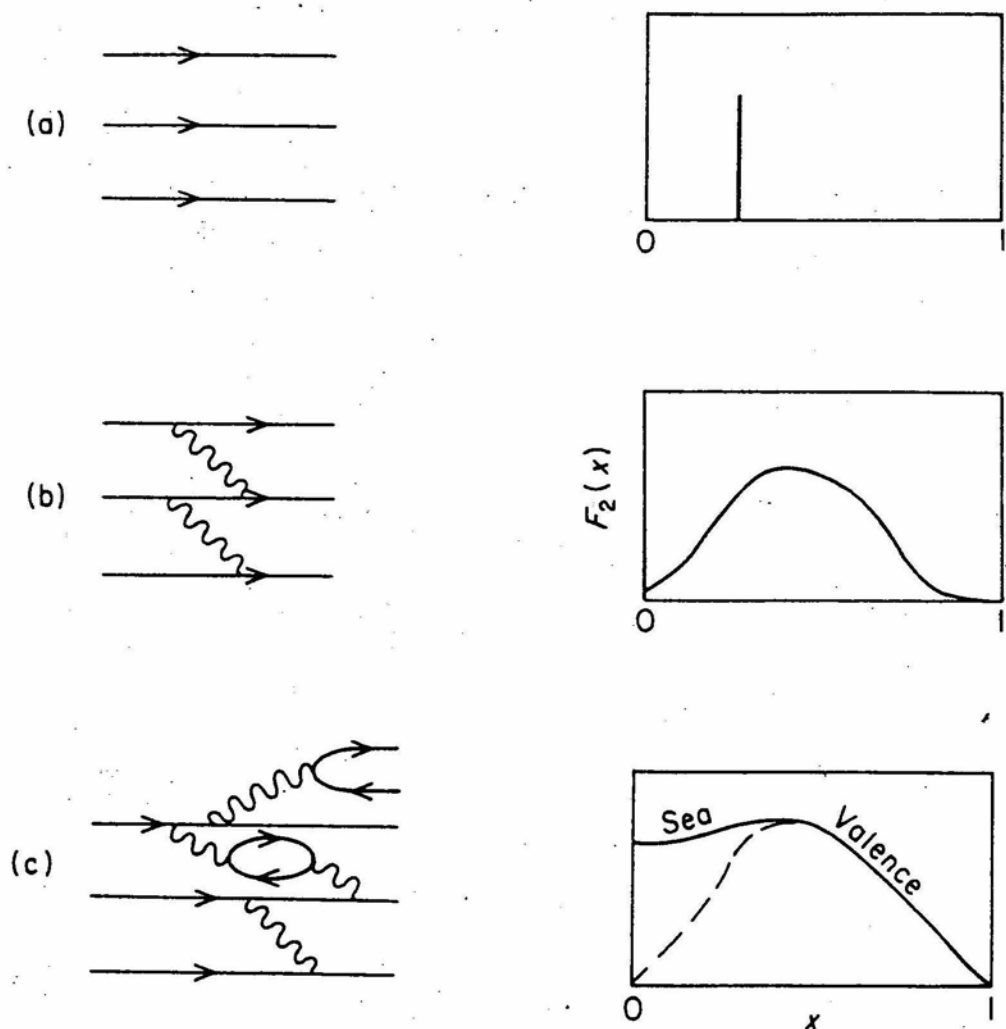


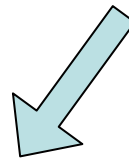
FIG. 11.5. Development of $F_2(x)$.

Normalizzazione delle distribuzioni di quark

$$e_N = \sum_{f, \bar{f}} e_f \int_0^1 dx q_f(x) \quad \longrightarrow \quad \begin{aligned} 1 &= \int_0^1 dx \left[\frac{2}{3} (u(x) - \bar{u}(x)) - \frac{1}{3} (d(x) - \bar{d}(x)) \right] \\ 0 &= \int_0^1 dx \left[\frac{2}{3} (d(x) - \bar{d}(x)) - \frac{1}{3} (u(x) - \bar{u}(x)) \right] \end{aligned}$$

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

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



$$\int_0^1 dx_B \frac{1}{x_B} \left(F_2^{e^-p}(x_B) - F_2^{e^-n}(x_B) \right)$$

$$= \frac{1}{3} \int_0^1 dx_B (u^v(x_B) - d^v(x_B)) = \frac{1}{3} \quad \text{dato sperimentale } 0.28 \pm ?$$

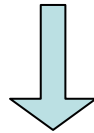
problemi a piccoli x_B

$$\frac{F_2^{e^-n}}{F_2^{e^-p}} = \frac{u^v(x_B) + 4d^v(x_B) + 10K(x_B)}{4u^v(x_B) + d^v(x_B) + 10K(x_B)}$$

$$F_2^{e^-p} - F_2^{e^-n} = \frac{1}{3} x_B [u^v(x_B) - d^v(x_B)]$$

$$\frac{F_2^{e^-p} + F_2^{e^-n}}{x_B} = \frac{1}{9} [5(u^v(x_B) + d^v(x_B)) + 20K(x_B)]$$

3 relazioni per 3 incognite : $u^v(x_B)$, $d^v(x_B)$, $K(x_B)$



Informazioni su distribuzioni di valenza e del “mare”

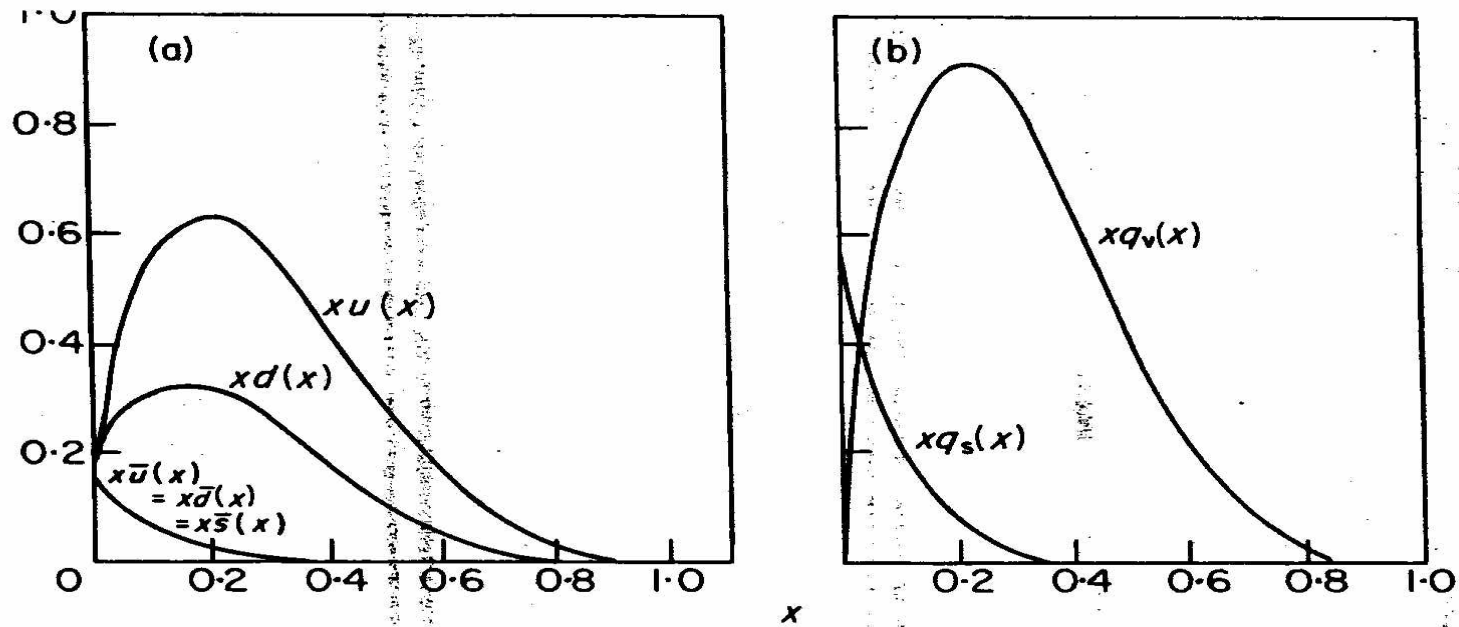


FIG. 11.13. x Dependence of parton distribution functions: (a) all the u and d quarks in the proton and for \bar{u} , \bar{d} , \bar{s} in the sea; (b) valence quarks $q_v(x)$ and sea $q_s(x)$. The sea is assumed to be an $SU(N)$ singlet.

Necessita` di allargare il campo di indagine

- fino a qui, flavor = u, d . Approssimazione insufficiente :
necessita` di altri flavor per spiegare spettro adronico
produzione di coppie anche per flavor piu` pesanti (al crescere di Q^2)
⇒ considerare anche DIS di (anti)neutrino
- QPM in DIS = convoluzione tra scattering hard e distribuzione di probabilita`
scatt. hard = scatt. elastico su fermioni puntiformi liberi → QED (come per
scatt. su leptoni)
distribuz. probabilita` = incognita deducibile dall'esperimento
⇒ portata generale : larga classe di fenomeni ad alta energia descrivibile
come convoluzione di processo hard (calcolabile con QED) e di
distribuzioni di probabilita` universali (tipiche del bersaglio) deducibili dal
confronto con l'esperimento → estendere QPM a e^+e^- e Drell-Yan