

# Riassunto della lezione precedente

- 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
- Approssimazioni del QPM: fattorizzazione tra processo elementare sonda-partone e processi adronici tra partoni  
 $\rightarrow$  convoluzione tra sez. d'urto elementare e distribuzione di densita` partonica (somma incoerente di scattering elementari)

Ricorda :

scattering elastico su fermione puntiforme

scattering inclusivo (an)elastico

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

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

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

# Funzioni di struttura



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

$$F_1(x_B) = \frac{1}{2} \sum_f e_f^2 \phi_f(x_B) \quad F_2(x_B) = x_B \sum_f e_f^2 \phi_f(x_B)$$

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

Generalizzazione del vettore di polarizzazione per  $\gamma^*$

$$\begin{aligned}\varepsilon_{\pm}^{\mu} &= \mp \frac{1}{\sqrt{2}} \left( \varepsilon_x^{\mu} \pm i \varepsilon_y^{\mu} \right) & \text{con} \quad \tilde{g}^{\mu\nu} &= g^{\mu\nu} - \frac{q^{\mu} q^{\nu}}{q^2} \\ \varepsilon_0 &= \frac{1}{\sqrt{Q^2}} (|\mathbf{q}|, 0, 0, \nu) & &= \sum_{\lambda} (-)^{\lambda} \varepsilon_{\lambda}^{\mu*} \varepsilon_{\lambda}^{\nu}\end{aligned}$$



ampiezza di scattering  $\ell_{\mu} J^{\mu} = \ell_{\mu} \tilde{g}^{\mu\nu} J_{\nu}$

$$= \sum_{\lambda} (\ell_{\mu} \varepsilon_{\lambda}^{\mu*}) (J_{\nu} (-)^{\lambda} \varepsilon_{\lambda}^{\nu}) \equiv \sum_{\lambda} \ell_{\lambda} J_{\lambda}$$

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

## Callan-Gross (continua)

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

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

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

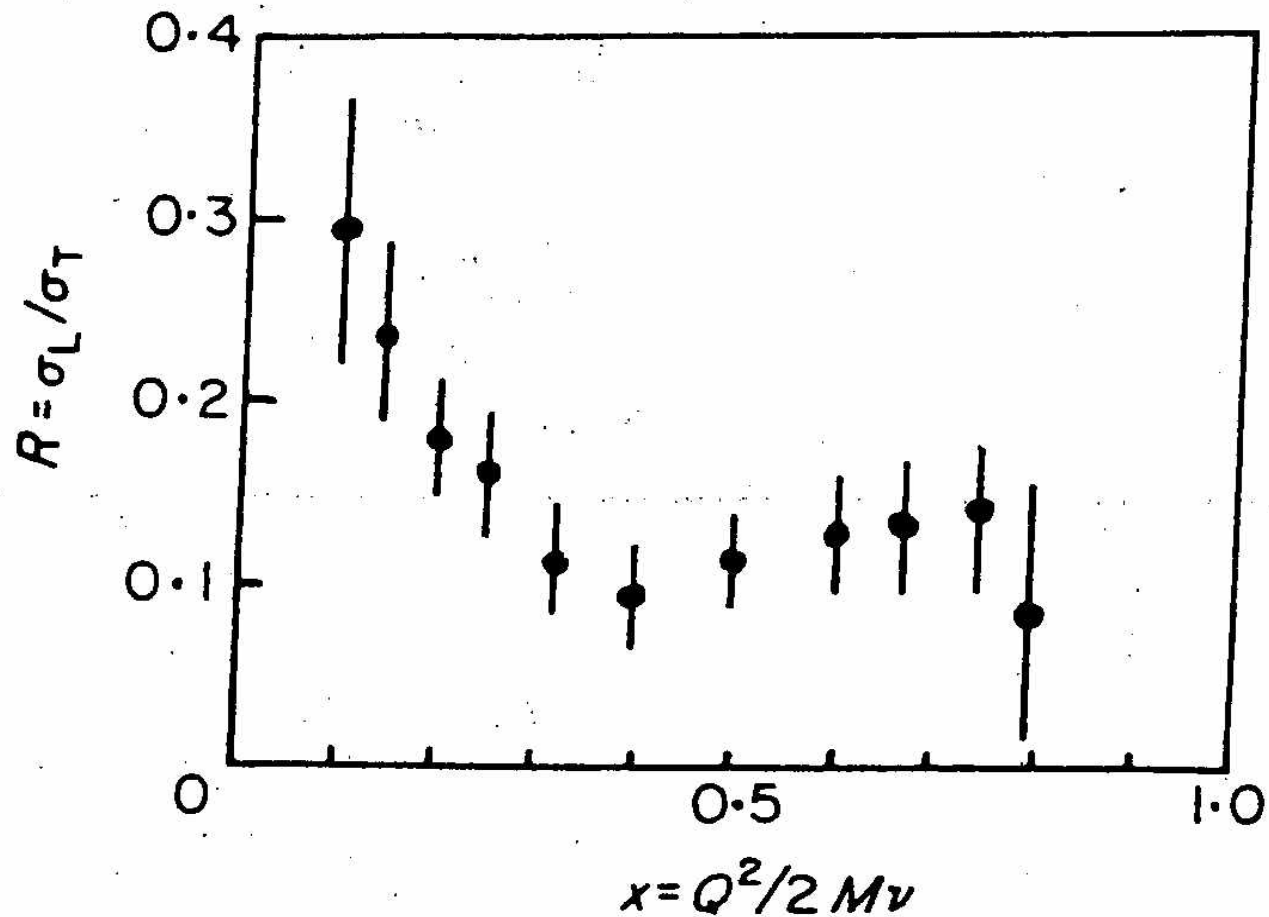


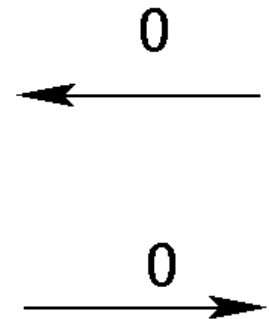
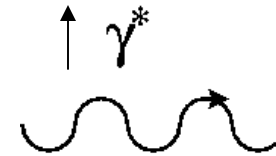
FIG. 9.8.  $R \equiv \sigma_L / \sigma_T$  as a function of  $x$ .



# Scattering nel Breit frame

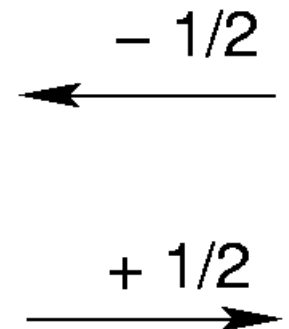
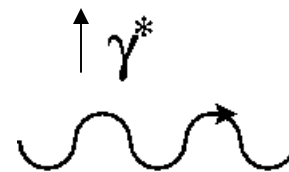
particella scalare (spin 0)

polarizzazione trasversa di  $\gamma^*$  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'elicit`  
 $\Rightarrow$  il cambio  $\Delta h = \pm 1$  compensa  $L_z = 1$   
 di polarizzazione trasversa di  $\gamma^*$   
 $\Rightarrow$  polarizzazione longitudinale di  $\gamma^*$  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

$$F_1(x_B) = \frac{1}{2} \sum_f e_f^2 \phi_f(x_B) \quad F_2(x_B) = x_B \sum_f e_f^2 \phi_f(x_B)$$

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”

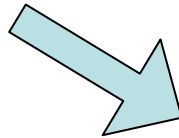
se ad ogni antiquark virtuale e` associato quark virtuale  
(polarizzazione di vuoto  $\rightarrow$  produzione di coppia  $\sim$  quarkonio)  
allora “valenza” = i quark rimanenti dopo aver rimosso quelli  
virtuali associati alla polarizzazione di vuoto

$q_f^{sea}(x)$  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

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



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

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



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

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



$$\begin{array}{l} \text{DIS} \quad e^- + p \rightarrow e'^- + X \\ \quad \quad e^- + n \rightarrow e'^- + X \end{array}$$

in Born approximation, cioè  $Q^2$  tale per cui scambio di  $\gamma^*$ , 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 6<sup>th</sup> Int. Symp. On Electron and Photon Interactions*, Bonn ('73)

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

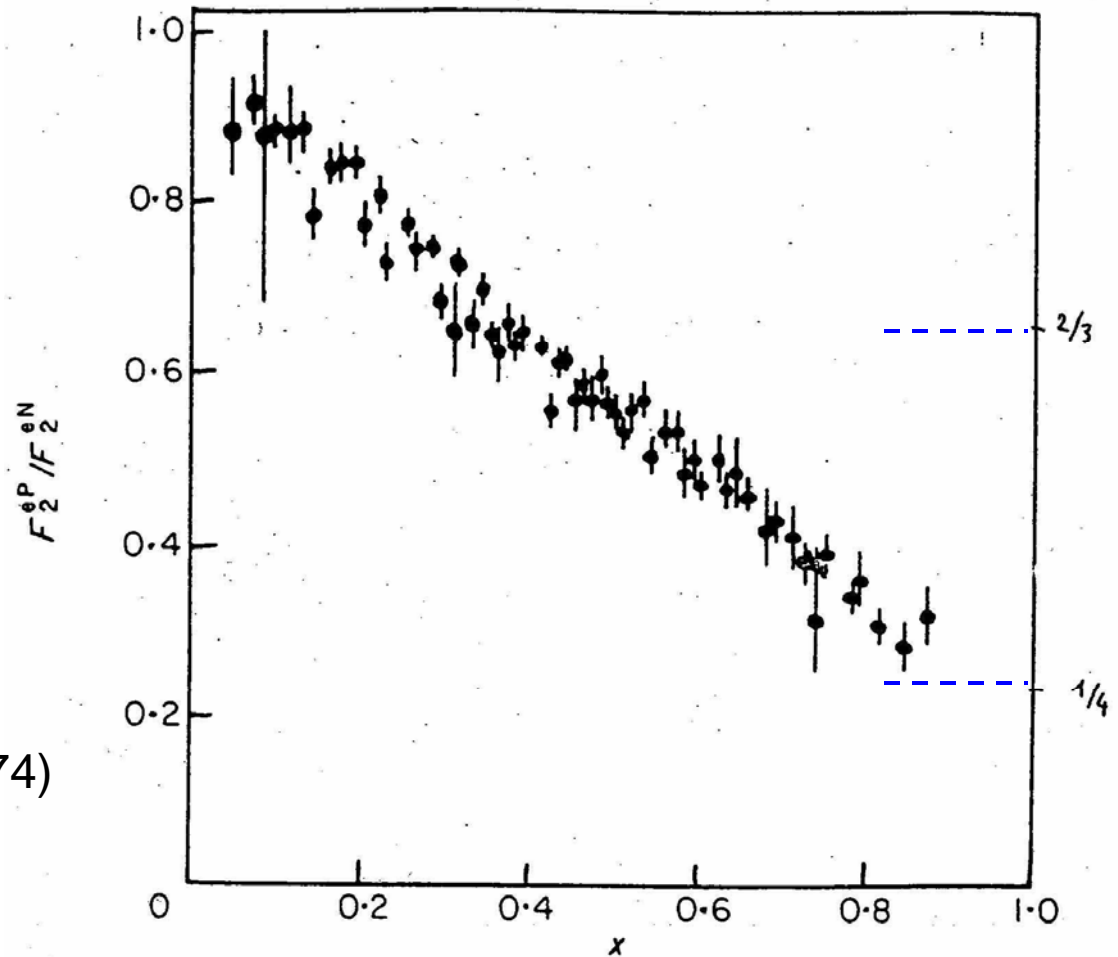


FIG. 11.3. The ratio  $\nu W_2^{eN}/\nu W_2^{eP}$  as a function of  $x$ .

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

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 !)

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

$u_p^v$  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 6<sup>th</sup> Int. Symp. On Electron and Photon Interactions*, Bonn ('73)

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

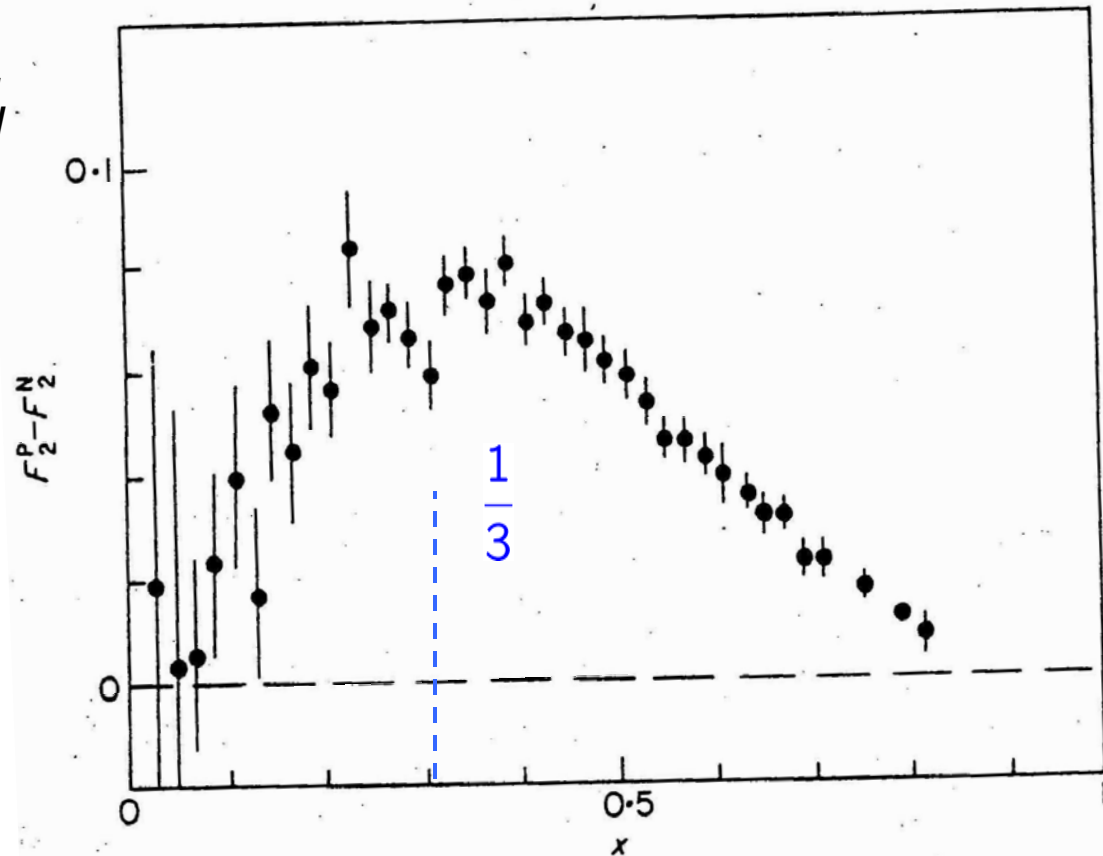


FIG. 11.6.  $\nu W_2(ep) - \nu W_2(en)$  data as a function of  $x$ .

# Interpretazione

Close, *An Introduction to quarks and partons*, Fig. 11.5

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)

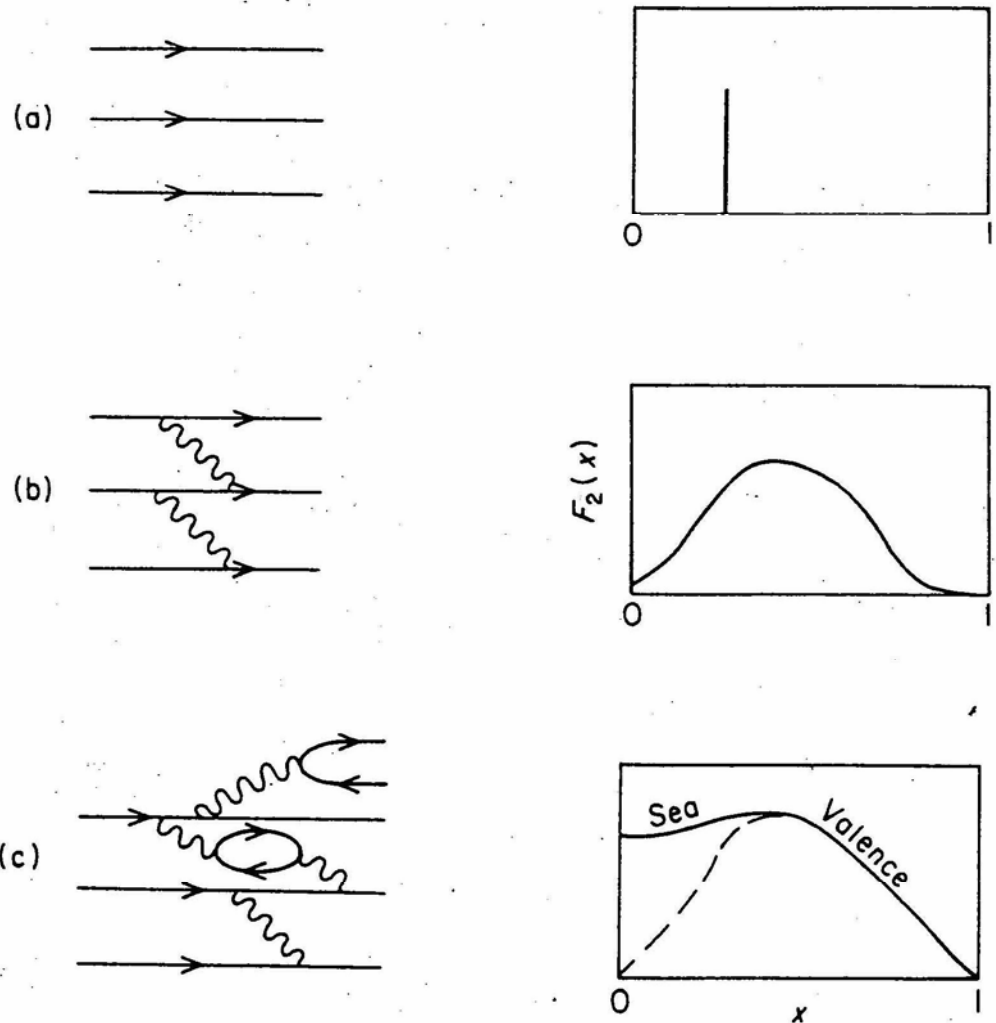


FIG. 11.5. Development of  $F_2(x)$ .



Normalizzazione delle  
distribuzioni di quark di  
valenza

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

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



$$\int_0^1 dx_B \frac{1}{x_B} \left( F_2^{e^-p}(x_B) - F_2^{e^-n}(x_B) \right)$$
$$= \frac{1}{3} \int_0^1 dx_B (u^v(x_B) - d^v(x_B)) = \frac{1}{3}$$

dato sperimentale  
 $0.28 \pm ?$



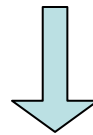
problemi a  
piccoli  $x_B$

Bloom, in Proc. 6<sup>th</sup> Int. Symp.  
On Electron and Photon  
Interaction, Bonn ('73)

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{F_2^{e^-n}}{F_2^{e^-p}} &= \frac{u^v(x_B) + 4d^v(x_B) + 10K(x_B)}{4u^v(x_B) + d^v(x_B) + 10K(x_B)} \\ F_2^{e^-p} - F_2^{e^-n} &= \frac{1}{3} x_B [u^v(x_B) - d^v(x_B)] \\ \frac{F_2^{e^-p} + F_2^{e^-n}}{x_B} &= \frac{1}{9} [5(u^v(x_B) + d^v(x_B)) + 20K(x_B)] \end{aligned} \right.$$



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



Informazioni su distribuzioni di valenza e del “mare”

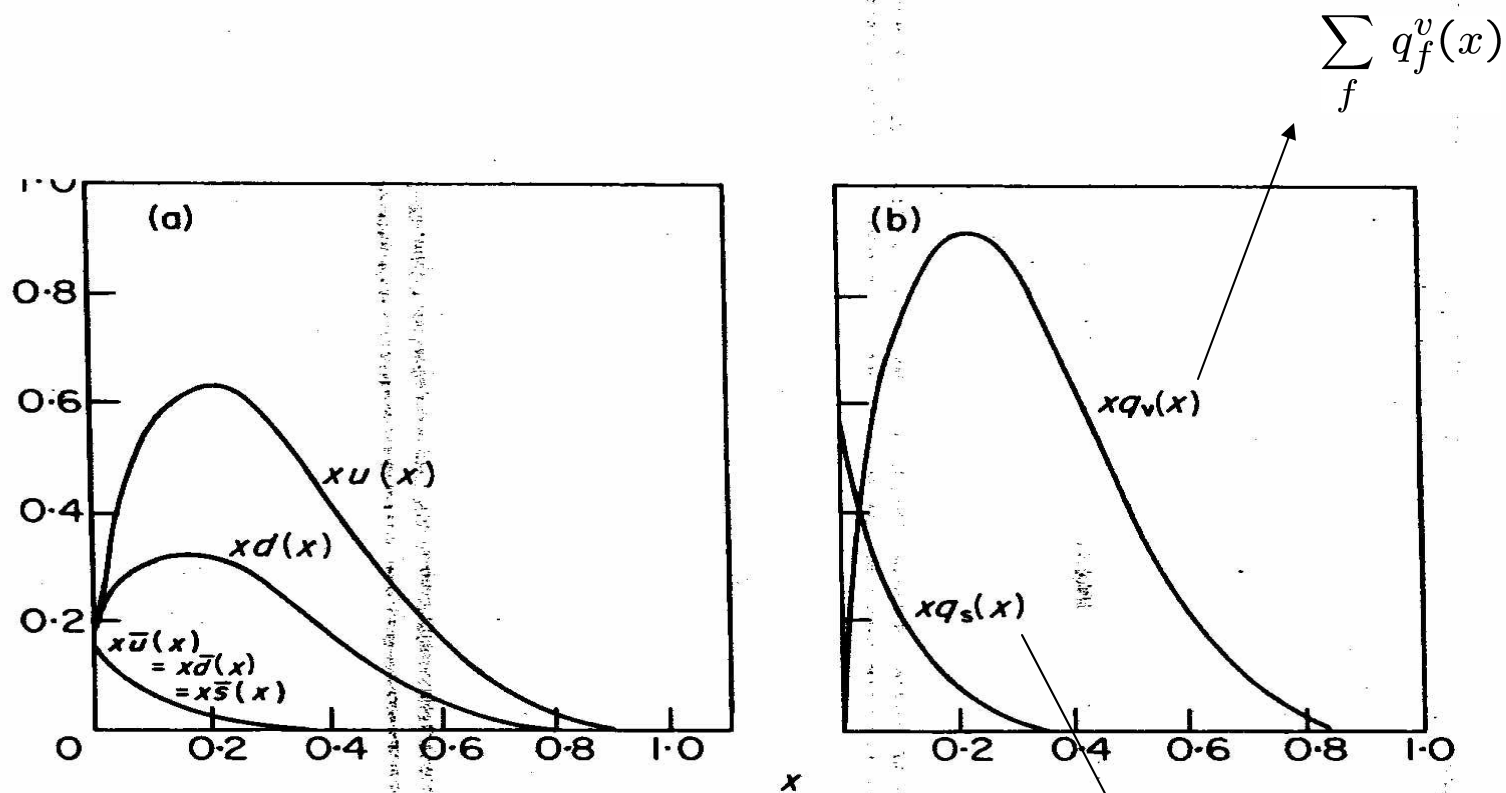


FIG. 11.13.  $x$  Dependence of parton distribution functions: (a) all the u and d quarks in the proton and for  $\bar{u}$ ,  $\bar{d}$ ,  $\bar{s}$  in the sea; (b) valence quarks  $q_v(x)$  and sea  $q_s(x)$ . The sea is assumed to be an SU(N) singlet.

$$\sum_f [q_f^{sea}(x) + \bar{q}_f^{sea}(x)] \equiv \Sigma^{sea}(x)$$

## 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

- nello spettro mesonico e barionico evidenza del terzo flavor  $s(x)$   
BNL, 1974: scoperta della risonanza  $J/\psi$ , interpretabile come stato  $c\bar{c}$
- osservazione di processi deboli con cambio di stranezza :  $K^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu$
- CERN, 1973: osservazione di correnti “neutre” in processi  
 $\nu(e^-) + p \rightarrow \nu(e^-) + p$
- prime idee (~'60) sull'unificazione delle teorie dell'interazione  
elettromagnetica e debole  
(Feynmann, Gell-Mann, Glashow, Weinberg..)

Ma i partoni sono autostati dell'interazione forte, non di quella elettrodebole

$$|\text{parton}\rangle_{weak} = \sum_f V_f |\text{parton}_f\rangle_{strong} \quad V_f \in SU(N_f)$$



**Settore elettrodebole del Modello Standard**

Nobel 1979: Glashow, Weinberg, Salam

# Genesi del Modello Standard elettrodebole

(brevi cenni)

- prime ipotesi (Feynmann Gell-Mann, '58 ; Glashow, '61) :  
interazioni deboli cariche ( $W^\pm$ ) legate a interazione e.m. isovettoriale ( $\gamma$ ) da rotazione di isospin ; i leptoni e i quark sinistrorsi (left-handed) sono quindi organizzati in doppietti di isospin debole  $T$  secondo la simmetria  $SU(2)_T$

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} u \\ d_\theta \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} ? \\ s_\theta \end{pmatrix}_L$$

dove  $d_\theta = d \cos \theta_C + s \sin \theta_C$  ;  $s_\theta = - d \sin \theta_C + s \cos \theta_C$        $\theta_C$  **angolo di Cabibbo**  
 $d, s$  autostati di interazione forte  
 $d_\theta, s_\theta$  autostati di interazione debole

- Commenti:
- necessita` di un quarto flavor, il quark charm (scoperto nel '74)
  - transizioni left-handed tra  $\nu$  e  $e^-/\mu^-$  , tra quarks, via  $W^\pm$   
 $d_\theta$  ,  $s_\theta$  spiegano reazioni del tipo  $K^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu$

## Genesis..... (continua)

- ipotesi della carica debole  $Y$  (Glashow, '61) : ulteriore struttura  $U(1)_Y$

i quark hanno carica e.m.  $e_f = Y + \frac{1}{2} T_3$

carica debole  $Y = \frac{1}{2} (B + S)$

riepilogo dei numeri quantici

	$B$	$S$	$Y$	$T_3$	$e_f$
$u$	$\frac{1}{3}$	$0$	$\frac{1}{6}$	$1$	$\frac{2}{3}$
$d$	$\frac{1}{3}$	$0$	$\frac{1}{6}$	$-1$	$-\frac{1}{3}$
$s$	$\frac{1}{3}$	$-1$	$-\frac{1}{3}$	$0$	$-\frac{1}{3}$

- teoria elettrodebole: i fermioni

interagiscono attraverso i bosoni di gauge  $\mathbf{W}, B$

$$\mathcal{L}_{\text{weak}} = g \bar{\psi} \frac{\mathbf{T}}{2} \psi \cdot \mathbf{W} + g' \bar{\psi} Y \psi B^0 \quad g, g' \text{ couplings incognite}$$

invarianza per  $SU(2)_T \otimes U(1)_Y$  e fermioni / bosoni di gauge massless  
 $\Rightarrow$  teoria rinormalizzabile non-abeliana, perche'  $[W_i, W_j] = i\epsilon_{ijk} W_k$

Ma  $m_W \neq 0$  ! Altrimenti si vedrebbe in  $\beta / K$  decays

# Genesi.... (continua)

- ('t Hooft, '71) : teorie non-abeliane rimangono rinormalizzabili se masse sono generate dinamicamente da rottura spontanea della simmetria di gauge ([meccanismi di Goldstone](#), '64; Higgs, '64...)

- rottura spontanea della simmetria implica  $\mathbf{W}, B \rightarrow W^\pm, Z^0, A$

in particolare  $A = \cos \theta_W B + \sin \theta_W W_3$

$Z^0 = -\sin \theta_W B + \cos \theta_W W_3$   $\theta_W$  angolo di Weinberg

$$\mathcal{L}_{\text{weak}} = g \bar{\psi} \frac{\mathbf{T}}{2} \psi \cdot \mathbf{W} + g' \bar{\psi} Y \psi B^0$$

$$\mathcal{L}_{\text{weak}} = g \bar{\psi} \frac{T^\mp}{2} \psi \cdot W^\pm$$

$$e_f = Y + \frac{T_3}{2}$$

$$g' = g \tan \theta_W$$

$$+ g \sin \theta_W \bar{\psi} e_f \psi A + \frac{g}{\cos \theta_W} \bar{\psi} \left( \frac{T_3}{2} - e_f \sin^2 \theta_W \right) \psi Z^0$$

$$g \sin \theta_W \equiv e$$

$$+ e \bar{\psi} e_f \psi A + \frac{2e}{2 \sin \theta_W \cos \theta_W} \bar{\psi} \left( \frac{T_3}{2} - e_f \sin^2 \theta_W \right) \psi Z^0$$

26-Nov-10 **corrente e.m.  $\rightarrow A \equiv \gamma$**

**correnti debole neutre**





# Rottura spontanea della simmetria : meccanismo di Goldstone

Esempio: teoria di campo per particella scalare  $\phi$

$$\mathcal{L}(\phi) = \frac{1}{2} (\partial_\mu \phi)^2 - V(\phi)$$

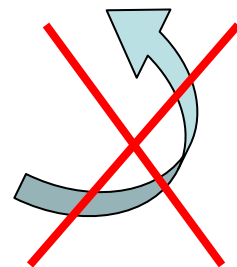
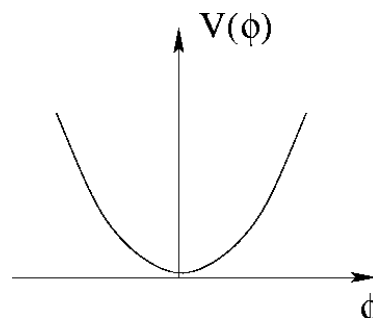
$$V(\phi) = \mu^2 \phi^2 + \lambda \phi^4, \quad \lambda > 0$$

simmetria  
 $\mathcal{L}(-\phi) = \mathcal{L}(\phi)$



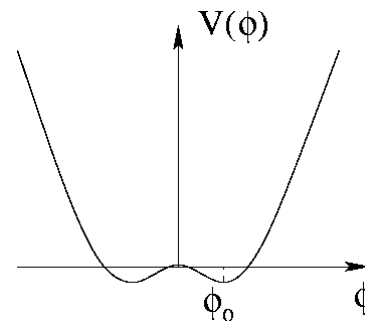
vuoto  $\equiv \frac{\partial V}{\partial \phi} = 0$

$\mu^2 > 0 \rightarrow \phi_0 = 0$



$\mu^2 < 0$

$\phi_0 = \pm \sqrt{\frac{-\mu^2}{2\lambda}}$



nuovo campo  $\phi' = \phi - \phi_0$ ;  $\phi'_0 = 0$

$$V(\phi') = \mu^2 (\phi' + \phi_0)^2 + \lambda (\phi' + \phi_0)^4 = -2\mu^2 \phi'^2 + o(\phi'^3)$$

$$\mathcal{L}(\phi') = \frac{1}{2} (\partial_\mu \phi')^2 + 2\mu^2 \phi'^2 + \dots = \underbrace{\frac{1}{2} (\partial_\mu \phi')^2 - \frac{1}{2} m_\phi^2 \phi'^2}_{\mathcal{L}_{free}(\phi')} + \dots$$

$m_{\phi'} = \sqrt{-4\mu^2}$



# Riepilogo

settore elettrodebole del Modello Standard

=

teoria non-abeliana rinormalizzabile  
delle interazioni e.m. e debole unificate  
in simmetria di gauge  $SU(2)_T \otimes U(1)_Y$

- Predizioni :
- necessita` di un quarto flavor, il quark charm
  - 4 bosoni di gauge:  $\gamma$  ,  $W^\pm$  ,  $Z^0$
  - $\gamma$  accoppiato a corrente conservata  $\rightarrow$  massless (ok con QED)
  - rapporto  $\frac{\text{weak strength}}{\text{e.m. strength}}$  sperimentale si spiega se il coupling

costante di Fermi  $G_F = \frac{e^2}{4\sqrt{2}M_W^2 \sin^2 \theta_W}$  con  $M_W \sim 75 \text{ GeV}$

risulta inoltre  $M_W^2 = M_Z^2 \cos^2 \theta_W \rightarrow M_Z \geq M_W$

- correnti deboli cariche:  $W^\pm$  producono transizioni  
 $\nu \leftrightarrow e^-$  ,  $u \leftrightarrow d$  ,  $u \leftrightarrow s$  (cambio di stranezza) , ....
- correnti deboli neutre:  $\nu + p \rightarrow \nu + p$  , ...

## Conferme sperimentali:

- quark charm osservato nella risonanza  $J/\psi$  (BNL, 1974)
- bosoni di gauge  $W^\pm, Z^0$  osservati nell'exp. UA1 (CERN, 1983)

Nobel 1984: Rubbia, van der Meer

- dal Particle Data Group:  $M_W = 80.22 \pm 0.0026 \text{ GeV}$   
 $M_Z = 91.187 \pm 0.007 \text{ GeV}$   
 $\sin^2 \theta_W(M_Z) = 0.2319 \pm 0.0005$

- si spiegano correnti deboli cariche con cambio di stranezza  $K^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu$
- correnti deboli neutre osservate al CERN nel 1973

Benvenuti *et al.*, PRL **32** 800 (74)

Hasert *et al.*, PL **B46** 138 (73)

- correnti deboli neutre non cambiano la stranezza (no  $K^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ )  
cancellazioni seguono da  $m_q \ll M_W$  e da esistenza di quark  $c$  con  
mixing  $c \leftrightarrow -d \sin \theta_W + s \cos \theta_W$