

Riassunto della lezione precedente

- proprietà delle distribuzioni dei quark di valenza e del “mare” nel QPM estraibili da DIS e^- scattering su N in approssimazione $SU_f(2)$
- necessità di passare a $SU_f(3) \rightarrow$ DIS ν scattering su N
cenni sul settore elettrodebole del Modello Standard
(flavor mixing, rottura spontanea della simmetria e masse, etc...)
- interazione debole distingue stati di parità diversa
 \rightarrow nuova struttura antisimmetrica in tensori leptonico e adronico
 \rightarrow funz. di struttura F_3 (flavor non-singlet)

$SU_f(3) \rightarrow 12$ incognite : $u_p, d_p, s_p, \bar{u}_p, \bar{d}_p, \bar{s}_p$
 $u_n, d_n, s_n, \bar{u}_n, \bar{d}_n, \bar{s}_n$

8 misure possibili : $F_2^{W^+p}, F_2^{W^-p}, F_3^{W^+p}, F_3^{W^-p}$
 $F_2^{W^+n}, F_2^{W^-n}, F_3^{W^+n}, F_3^{W^-n}$

invarianza di isospin : $u_p \equiv d_n$ $d_p \equiv u_n$
 (2 relazioni)

simmetria di isospin del “mare” : $\bar{u} = \bar{d} = \bar{s}$
 (2 relazioni)

Sistema determinato: da DIS (anti)neutrino – Nucleone si possono estrarre le distribuzioni degli (anti)quark per i tre flavor

Esempio : $\nu_{e/\mu} + p \rightarrow e^-/\mu^- + X$

$$J_{W^+}^\mu \propto \bar{u} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) [d \cos \theta_C + s \sin \theta_C] + \bar{d} \gamma^\mu (1 + \gamma_5) u$$

$$\frac{F_2(x_B)}{x_B} = 2F_1(x_B) \sim 2[d(x_B) + s(x_B) + \bar{u}(x_B) + \bar{c}(x_B)]$$

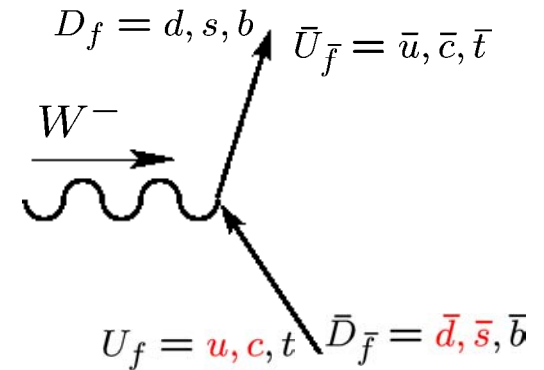
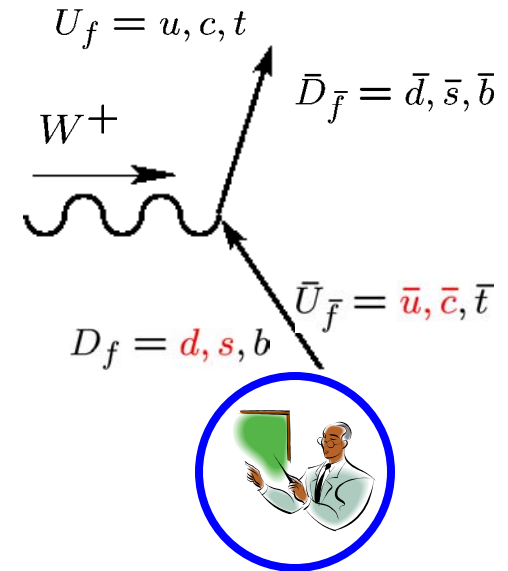
$$F_3(x_B) \sim 2[d(x_B) + s(x_B) - \bar{u}(x_B) - \bar{c}(x_B)]$$

$\bar{\nu}_{e/\mu} + p \rightarrow e^+/\mu^+ + X$

$$J_{W^-}^\mu \propto [\bar{d} \cos \theta_C + \bar{s} \sin \theta_C] \gamma^\mu (1 - \gamma_5) u + (\overline{\bar{u}}) \gamma^\mu (1 + \gamma_5) \bar{d}$$

$$\frac{F_2(x_B)}{x_B} = 2F_1(x_B) = 2[\bar{d}(x_B) + \bar{s}(x_B) + u(x_B) + c(x_B)]$$

$$F_3(x_B) = 2[-\bar{d}(x_B) - \bar{s}(x_B) + u(x_B) + c(x_B)]$$



Verifiche sperimentali

- 1) (anti)neutrino DIS su nuclei isoscalari ($Z=N \rightarrow n^0 u = n^0 d$ quarks)

$$\frac{\sigma(\nu A)}{\sigma(\bar{\nu} A)} \sim 3$$

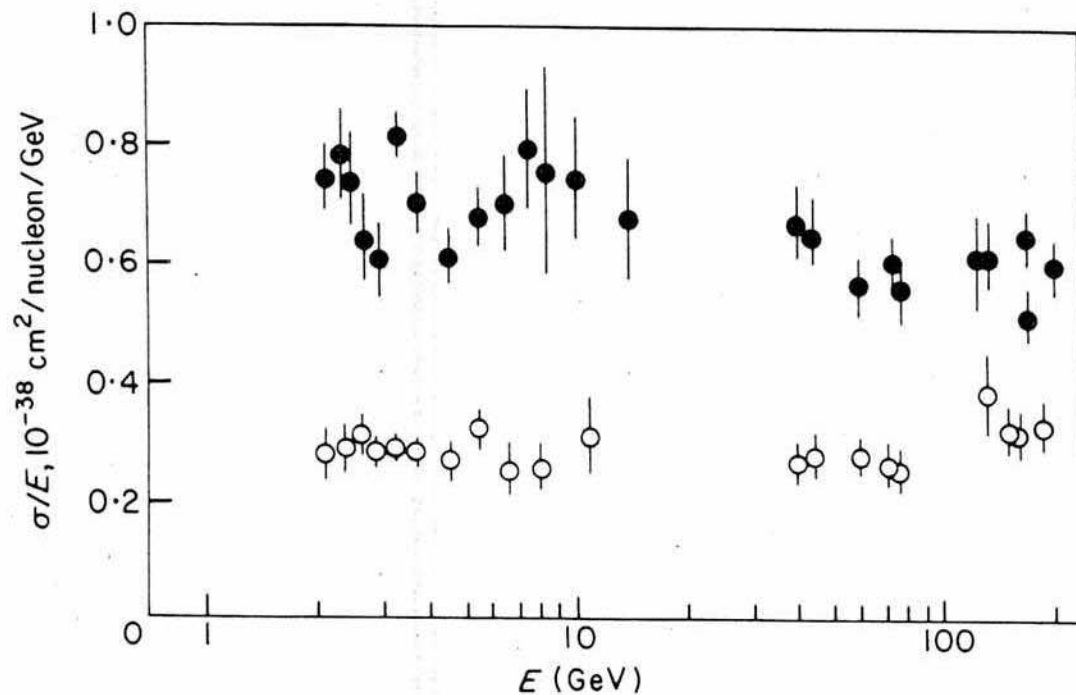


FIG. 11.12. $\sigma^{\bar{\nu}}/E$ and σ^{ν}/E for $E \leq 200$ GeV.

Dati dell'esp. Gargamelle
Perkins, Contemp. Phys. **16** 173 (75)

Interpretazione in QPM

$$\frac{d\sigma^{\nu/\bar{\nu}}}{dE'd\Omega} = \frac{G_F^2}{8\pi^2} \left(\frac{M_W^2}{Q^2 + M_W^2} \right)^2 E'^2 \cos^2 \frac{\theta}{2} \left[\frac{F_2}{\nu} + 2 \frac{F_1}{M} \tan^2 \frac{\theta}{2} \pm \frac{E + E'}{M\nu} F_3 \tan^2 \frac{\theta}{2} \right]$$



$$\frac{d\sigma^{\nu/\bar{\nu}}}{dx_B dy} = \frac{dE'd\Omega}{dx_B dy} \frac{d\sigma}{dE'd\Omega} = \frac{\pi 2 M \nu}{E'} \frac{d\sigma}{dE'd\Omega}$$




$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^{\nu/\bar{\nu}}}{dx_B dy} &= \frac{G_F^2}{4\pi} \left(\frac{M_W^2}{Q^2 + M_W^2} \right)^2 M E \left[F_1 x_B y^2 + F_2 \left(1 - y - \frac{M x_B y}{2E} \right) \pm x_B \left(y - \frac{y^2}{2} \right) F_3 \right] \\ &\sim \frac{G_F^2}{4\pi} \left(\frac{M_W^2}{Q^2 + M_W^2} \right)^2 M E \left[F_1 x_B y^2 + F_2 (1 - y) \pm x_B \left(y - \frac{y^2}{2} \right) F_3 \right] \end{aligned}$$


$$\text{approssimazioni : } \bar{u} = \bar{d} = \bar{c} = \bar{s} = \bar{t} = \bar{b} = t = b = 0$$

$$s \sim c \sim K$$

$$\frac{d\sigma^{\nu A}}{dx_B dy} = N^{\nu A} \left[\left(1 - y + \frac{y^2}{2} - \frac{M_A x_B y}{2E} \right) F_2 + \left(y - \frac{y^2}{2} \right) x_B F_3 \right]$$

$$\sim N^{\nu A} 2x_B (d + K) \qquad F_2 = x_B F_3 = 2x_B (d + s)$$


$$\frac{d\sigma^{\bar{\nu} A}}{dx_B dy} = N^{\bar{\nu} A} \left[\left(1 - y + \frac{y^2}{2} - \frac{M_A x_B y}{2E} \right) F_2 - \left(y - \frac{y^2}{2} \right) x_B F_3 \right]$$

$$\sim N^{\bar{\nu} A} 2x_B (u + K) (1 - y)^2 \qquad F_2 = x_B F_3 = 2x_B (u + c)$$




$$\frac{\sigma^{\nu A}}{\sigma^{\bar{\nu} A}} = \frac{\int_0^1 dx dy d\sigma^{\nu A}}{\int_0^1 dx dy d\sigma^{\bar{\nu} A}} = \frac{N^{\nu A} \int_0^1 dx 2x(d + K)}{N^{\bar{\nu} A} \int_0^1 dx 2x(u + K) \frac{1}{3}} \sim 3$$

$$N^{\nu A} \equiv N^{\bar{\nu} A} = \frac{G_F^2}{4\pi} \left(\frac{M_W^2}{Q^2 + M_W^2} \right)^2 ME$$

nuclei isoscalari $\rightarrow n_u = n_d$

$N = \{ \text{partoni a spin } 1/2 \text{ con stessa interazione elettrodebole dei leptoni ; antipartoni soppressi } \}$

N.B. deviazioni dovute a $s \neq c \neq K$ e per contributo di antiquarks

2) scattering DIS (anti)neutrino-protone

dati \rightarrow neutrino soppresso rispetto ad antineutrino in limite elastico perfetto
($v \rightarrow 0$)

stesse approssimazioni : $\overline{u} = \overline{d} = \overline{c} = \overline{s} = \overline{t} = \overline{b} = t = b = 0$
 $s \sim c \sim 0$ per $x_B \gtrsim 0.2$ no antiquark

$$\frac{\left. \frac{d\sigma^{\nu A}}{dx_B dy} \right|_{y=0}}{\left. \frac{d\sigma^{\bar{\nu} A}}{dx_B dy} \right|_{y=0}} \sim \frac{N^{\nu A} 2x_B (d + s)}{N^{\bar{\nu} A} 2x_B (u + c)} \stackrel{A=p}{=} \frac{d(x_B)}{u(x_B)} \quad x_B \rightarrow 1 \quad 0$$



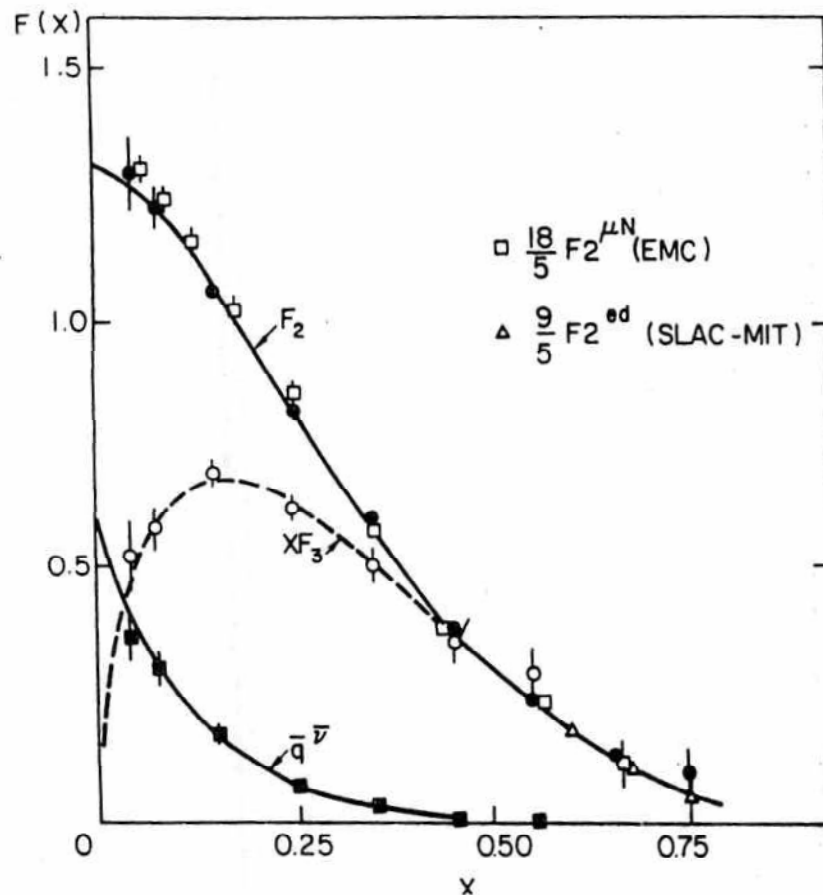
consistente con la dominanza di quark u in p (d in n) dei dati di DIS di elettrone

$$1 \quad x_B \rightarrow 0 \quad \frac{F_2^{e^- n}}{F_2^{e^- p}} \quad x_B \rightarrow 1 \quad \frac{1}{4}$$

3) rapporto di carica : DIS di elettrone e (anti)neutrino su nuclei isoscalari

$$\frac{F_2^{e^-p} + F_2^{e^-n}}{F_2^{\nu p} + F_2^{\nu n}} \sim \frac{5}{18}$$

$$0 \quad x_{B \leftarrow} \rightarrow 0 \quad \frac{x_B F_3}{F_2} \quad x_{B \rightarrow} \rightarrow 1 \quad 1$$



Collab. BCDMS, P.L. **B195** 91 (87)
 “ “ , “ **B237** 592 (90)
 “ “ , “ “ 599 (90)
 “ CCFR , Z. Phys. **C26** 1 (84)

Interpretazione in QPM

approssimazioni : $c = \bar{c} = t = \bar{t} = b = \bar{b} \sim 0$

$s, \bar{s} \sim 0$

$$\frac{F_2^{e^-p} + F_2^{e^-n}}{F_2^{\nu p} + F_2^{\nu n}} \equiv \frac{F_2^{e^-p} + F_2^{e^-n}}{F_2^{\nu p} + F_2^{\bar{\nu}p}} \quad \begin{matrix} \text{(carica)}^2 \text{ media} \\ \frac{1}{2} \sum_f e_f^2 \end{matrix}$$

$$\sim \frac{x_B \frac{1}{9} \left[5 (u + \bar{u} + d + \bar{d}) + 2 (s + \bar{s}) \right]}{2x_B (d + s + \bar{u} + u + \bar{d} + \bar{s})} \sim \frac{5}{18}$$



deviazioni per $x_B < 0.2$ dovute a $s(x_B)$, $c(x_B)$, sea quarks e correzioni pQCD

$$0 \quad x_B \rightarrow 0 \quad \frac{x_B F_3}{F_2} \sim \frac{q - \bar{q}}{q + \bar{q}} \quad x_B \rightarrow 1 \quad 1$$

$\frac{\bar{q}}{q} \quad x_B \rightarrow 0 \quad 1$
 domina quark del
mare di Dirac

$\frac{\bar{q}}{q} \quad x_B \rightarrow 1 \quad 0$
 domina quark
di valenza

Regole di somma

normalizzazioni :

$$\int_0^1 dx u(x) - \bar{u}(x) = n_u \quad \begin{matrix} \swarrow & \searrow \\ \mathbf{2} & \mathbf{1} \\ \mathbf{p} & \mathbf{n} \end{matrix}$$

$$\int_0^1 dx d(x) - \bar{d}(x) = n_d \quad \begin{matrix} \swarrow & \searrow \\ \mathbf{1} & \mathbf{2} \\ \mathbf{p} & \mathbf{n} \end{matrix}$$

$$\int_0^1 dx s(x) - \bar{s}(x) = 0$$

Adler

$$\int_0^1 \frac{dx}{2x} \left(F_2^{\bar{\nu}p} - F_2^{\nu p} \right) = n_u - n_d + n_c - n_s = 1$$



dato exp. 1.01 ± 0.20 Allasia *et al.*, P.L. **B135** 231 (84)
Z. Phys. **C28** 321 (85)

unpolarized Bjorken

$$\int_0^1 dx \left(F_1^{\bar{\nu}p} - F_1^{\nu p} \right) = n_u - n_d + n_c - n_s = 1$$

Regole di somma (continua)



Gross-Lewellin Smith $\int_0^1 \frac{dx}{2} \left(F_3^{\bar{\nu}p} + F_3^{\nu p} \right) = n_u + n_d + n_c + n_s = 3$

\Leftrightarrow eccesso di 3 quarks su antiquarks nel p
(supponendo nessun eccesso per s e c)

Mishra, Proc. of SLAC Summer Institute
(SLAC, Stanford, 1991) p. 407

dato exp. 2.50 ± 0.08

correzioni pQCD evidenti!

Gottfried $\int_0^1 \frac{dx}{x} \left(F_2^{e^-p} - F_2^{e^-n} \right) = \frac{1}{3} \int_0^1 dx (u^v - d^v) + \frac{1}{3} \int_0^1 dx (U^{sea} - D^{sea})$

$$\sim \frac{1}{3}(n_u - n_d) = \frac{1}{3}$$

$U^{sea} = D^{sea}$

NMC coll., P.R.L. **66** 2712 (91)
Arneodo, P.Rep. **240** 301 (94)

dato exp. 0.240 ± 0.016

correzioni QCD $\rightarrow U^{sea} \neq D^{sea}$ $d\bar{d} > u\bar{u}$

Regole di somma (continua)

Momentum sum rule



$$\int_0^1 dx \left[\frac{9}{2}(F_2^{e^-p} + F_2^{e^-n}) - \frac{3}{4}(F_2^{\nu p} + F_2^{\nu n}) \right] \sim \int_0^1 dx x(u + \bar{u} + d + \bar{d} + s + \bar{s})$$

$$\text{no c} \Rightarrow J_{W^\pm}^\mu \leftrightarrow T_N = \begin{pmatrix} p \\ n \end{pmatrix} \rightarrow \theta_c \sim 0 \quad = 1 - \varepsilon$$

dati $\rightarrow \varepsilon \sim 0.5!$

oppure



$$\frac{9(1 + \delta)}{5 + 2\delta} \int_0^1 dx (F_2^{e^-p} + F_2^{e^-n}) = \int_0^1 dx x(u + \bar{u} + d + \bar{d} + s + \bar{s}) = 1 - \varepsilon$$

dati per $F_2^{p/n}$
simmetria $SU_f(3)$ per q^{sea}
estrazione $u(x), d(x), s(x)$

$$\left. \begin{array}{l} \delta \lesssim 0.06 \\ \rightarrow \varepsilon \sim 0.54 \div 0.56 \pm 0.04 \end{array} \right\}$$

$$\delta = \frac{\int_0^1 dx x(s + \bar{s})}{\int_0^1 dx x(u + \bar{u} + d + \bar{d})}$$

partoni senza carica (= gluoni) portano circa meta' del momento del N !

Quark Parton Model

sezione d'urto per processo fondamentale

= sezione d'urto elastica su partoni puntiformi a spin $\frac{1}{2}$ \otimes probabilità di distribuzione dei partoni nell'adrone

- partoni prevalenti su antipartoni
 - partoni interagiscono come leptoni
→ sez. d'urto calcolabile all'ordine voluto in QED
 - sez. d'urto dipendente dal processo; cinematica **hard (high Q)**
- distribuzione partonica contiene effetti nonperturbativi per formare adroni da partoni; cinematica **soft (low p_T)**
 - dipende dall'adrone ma non dal processo → “universale”
 - estraibile da confronto con dati dopo aver calcolato sez. d'urto elementare

Quark Parton Model (continua)

QPM

fenomeni ad alta energia =
 $\{\text{processi hard calcolabili in QED}\} + \{\text{distribuzioni partoniche universali estraibili da un set di dati}\}$

esplorare altri processi ad alta energia “riciclando” le distribuzioni partoniche estratte da DIS

→ test della fattorizzazione

→ le distribuzioni partoniche sono davvero universali ?