

Fisica Nucleare e Subnucleare II

Lezioni n. 17 e 18

- Interazioni semi-leptoniche di ν :
 - cinematica, sezione d'urto differenziale;
 - Studio, con interazioni di neutrino, delle funzioni di struttura dei nucleoni.
 - Rivelatori per esperimenti di neutrini agli acceleratori

Dal rapporto delle sezioni d'urto di C.C. di neutrino ed antineutrino \rightarrow il "contenuto" di quarks di mare nei nucleoni

Se ora integriamo in x e y le $\frac{d^2\sigma}{dx dy}$ abbiamo

$$\begin{aligned} \left(\sigma_{TOT}^{\nu}\right)_{c.c.} &= \int_0^1 \int_0^1 \frac{d^2\sigma}{dx dy} dx dy = \\ &= \frac{G^2 ME\nu}{\pi} \left[\int_0^1 \int_0^1 (q_v + q_s) dx dy + \int_0^1 \int_0^1 \bar{q}_s \cdot (1-y)^2 dx dy \right] \\ &= \frac{G^2 ME\nu}{\pi} \left[\int_0^1 (q_v + q_s) dx + \int_0^1 \frac{1}{3} \bar{q}_s dx \right] \end{aligned}$$

definendo $\alpha = \frac{\int_0^1 \bar{q}_s dx}{\int_0^1 (q_v + q_s + \bar{q}_s) dx}$ la frazione di momento portata dai quark di mare rispetto al totale

$$I = \int_0^1 (q_v + q_s + \bar{q}_s) dx$$

$$\left(\sigma_{TOT}^{\nu}\right)_{c.c.} = \frac{G^2 ME\nu}{\pi} I \left[(1-\alpha) + \frac{1}{3} \alpha \right] = \frac{G^2 ME\nu}{\pi} \left(1 - \frac{2}{3} \alpha\right) I$$

analogamente $\left(\sigma_{TOT}^{\bar{\nu}}\right)_{c.c.} = \frac{G^2 ME\nu}{\pi} \left[\int_0^1 \bar{q}_s dx + \frac{1}{3} \int_0^1 (q_v + q_s) dx \right]$

$$\left(\sigma_{TOT}^{\bar{\nu}}\right)_{c.c.} = \frac{G^2 ME\nu}{\pi} I \left(\frac{1}{3} + \frac{2}{3} \alpha \right)$$

Vedremo che è facile misurare $\sigma_{c.c.}^{\nu, \bar{\nu}}$

$$r = \frac{\sigma_{c.c.}^{\bar{\nu}}}{\sigma_{c.c.}^{\nu}} \approx \frac{\left(\frac{1}{3} + \frac{2}{3} \alpha\right)}{\left(1 - \frac{2}{3} \alpha\right)} = \frac{1+2\alpha}{3-2\alpha} \text{ se non ci fosse mare } \alpha=0$$

$$\Rightarrow r = \frac{1}{3} \quad \left(\begin{array}{l} \text{SPERIMENTALMENTE} \\ r = 0.486 \pm 0.006 \pm 0.0012 \\ \Rightarrow \alpha = 0.154 \pm 0.005 \pm 0.014 \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} \text{CHARM} \\ \text{Z. f. Phys. 1988} \end{array}$$

Si ha quindi (assumendo il Q.P.M)
(con solo 2 famiglie di quarks)

$$\sigma_{TOT} = \sum_i \sigma_i \quad i = u, d, s, c$$

Per i diversi quarks possiamo inoltre scrivere le $\frac{d^2\sigma}{dx dy}$ "elementari"

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy} = \sum_i f_i(x) \frac{d\sigma_i}{dy}$$

Per targhetta con soli protoni uud

$$\left. \begin{aligned} \int [u(x) - \bar{u}(x)] dx &= 2 \\ \int [d(x) - \bar{d}(x)] dx &= 1 \\ \int [s(x) - \bar{s}(x)] dx &= 0 \\ \int [c(x) - \bar{c}(x)] dx &= 0 \end{aligned} \right\} \begin{array}{l} \checkmark \text{ fissato} \\ \text{valore di} \\ x \text{ (che \u00e9} \\ \text{fuori dal} \\ \text{segno di} \\ \text{integrale)} \end{array}$$

Per cui ad es:

$$\frac{d\sigma}{dy} (\nu d \rightarrow \bar{\nu} u) = \frac{G^2 M E_\nu}{\pi} \cdot \cos^2 \theta_c \cdot 2x$$

$$\frac{d\sigma}{dy} (\bar{\nu} u \rightarrow \nu^+ d) = \frac{G^2 M E_\nu}{\pi} \cdot \cos^2 \theta_c \cdot 2x \cdot (1-y)^2$$

Combinando le sezioni d'urto di C.C. di neutrino ed antineutrino su targhetta isoscalare si può misurare F_2 ed xF_3

Abbiamo inoltre

$$\left\{ \begin{aligned} \sigma_{cc}^{\nu} &= \frac{G^2 M E_{\nu}}{\pi} \int_0^1 \left[(q_{\nu} + q_s) + \frac{1}{3} \bar{q}_s \right] dx \\ \sigma_{cc}^{\bar{\nu}} &= \frac{G^2 M E_{\nu}}{\pi} \int_0^1 \left[\frac{1}{3} (q_{\nu} + q_s) + \bar{q}_s \right] dx \end{aligned} \right.$$

↑ sezioni d'urto per nucleone: su targhetta isoscalare

$$\sigma_{\text{NUCLEONE}} = \frac{1}{\langle A \rangle} \sigma_{\text{OBS.}}$$

per cui:

$$\sigma_{cc}^{\nu} + \sigma_{cc}^{\bar{\nu}} = \frac{G^2 M E_{\nu}}{\pi} \int_0^1 \frac{4}{3} \left[\underbrace{(q_{\nu} + q_s)}_q + \underbrace{\bar{q}_s}_{\bar{q}} \right] dx =$$

$$q + \bar{q} = F_2$$

$$= \frac{G^2 M E_{\nu}}{\pi} \frac{4}{3} \int_0^1 (q(x) + \bar{q}(x)) dx =$$

$$= \frac{G^2 M E_{\nu}}{\pi} \frac{4}{3} \int_0^1 F_2(x) dx$$

$$\sigma_{cc}^{\nu} - \sigma_{cc}^{\bar{\nu}} = \frac{G^2 M E_{\nu}}{\pi} \int_0^1 \left[\frac{2}{3} \underbrace{(q_{\nu} + q_s)}_q - \frac{2}{3} \underbrace{\bar{q}_s}_{\bar{q}} \right] dx$$

$$q - \bar{q} = x F_3$$

$$= \frac{G^2 M E_{\nu}}{\pi} \frac{2}{3} \int_0^1 (q - \bar{q}) dx = \frac{G^2 M E_{\nu}}{\pi} \frac{2}{3} \int_0^1 x F_3 dx$$

Ad esempio, combinando le sezioni d'urto di C.C. di neutrino ed antineutrino otteniamo $q(x)$ e $\bar{q}(x)$

$$\frac{d^2\sigma^{\nu}}{dx dy} \propto k(q(x) + \bar{q}(x)(1-y)^2) \quad ; \quad \frac{d^2\sigma^{\bar{\nu}}}{dx dy} \propto k(\bar{q}(x) + q(x)(1-y)^2)$$

per grandi valori di y ($y \sim 1$) si ha

$$\frac{d^2\sigma^{\nu}}{dx dy} \propto kq(x) \quad ; \quad \text{si pu\`o cos\`i ricavare } q(x) \text{ da inserire nella}$$

$$\frac{d^2\sigma^{\bar{\nu}}}{dx dy} \propto k\left(\bar{q}(x) + \frac{d^2\sigma^{\nu}}{dx dy}(1-y)^2\right)$$

e quindi si pu\`o ricavare

$$\bar{q}(x) \sim \frac{d^2\sigma^{\nu}}{dx dy} - \frac{d^2\sigma^{\bar{\nu}}}{dx dy}(1-y)^2$$

... ed abbiamo anche una stima della frazione di momento dei nucleoni trasportata dai gluoni

Possiamo quindi calcolare la frazione di momento di nucleone portata da quarks + antiquarks e dai soli antiquarks

Ricordiamo $\sigma(\nu_e e \rightarrow \mu^- \nu_e) = 1.53 \cdot 10^{-41} \frac{\text{cm}^2}{\text{GeV}}$

$$\frac{\sigma_{\nu_e}^{\nu} + \sigma_{\nu_e}^{\bar{\nu}}}{\sigma_{\nu_e e \rightarrow \mu^- \nu_e}} = \frac{.67 + .34}{1.53} \cdot 10^3 = \frac{\frac{G^2 M p E \nu}{\pi} \frac{4}{3} \int (q + \bar{q}) dx}{\frac{G^2 2 m_e E \nu}{\pi}}$$

$$\Rightarrow \int_0^1 (q + \bar{q}) dx = \frac{6}{4} \frac{m_e}{M} \frac{1.01 \cdot 10^3}{1.53} = .54$$

$\frac{\sqrt{1}}{1836}$

sperimentalmente (CHARM 1988)

$$\int (q_v + q_s + \bar{q}_s) dx = \int (q + \bar{q}) dx = \int F_2(x) dx = .492 \pm 0.006 (\text{stat}) \pm 0.013 \text{ syst}$$

\Rightarrow solo $\approx \frac{1}{2}$ del momento del nucleone

è trasportato da q ed \bar{q} , cioè che manca è trasportato dai gluoni

Quindi $\int \bar{q}(x) dx \approx .492 \cdot .154 \approx 7.6\%$

... e di quale frazione di momento dei nucleoni è trasportata dagli antiquarks

Per interazioni di "corrente neutra"

si ha

$$\frac{d^2 \sigma_{\nu p \rightarrow \nu p}}{dx dy} = \frac{G_S^2}{\pi} x \left[(u_L^2 + u_R^2 (1-\gamma)^2) (u(x) + c(x)) + \right.$$

costante di accoppiamento di quark Left-handed di tipo up

cost. accopp. per quark right-handed di tipo up

funzioni distribuz. quarks up

$$\begin{aligned} &+ (u_R^2 + u_L^2 (1-\gamma)^2) (\bar{u}(x) + \bar{c}(x)) + \\ &+ (d_L^2 + d_R^2 (1-\gamma)^2) (d(x) + s(x)) + \\ &+ (d_R^2 + d_L^2 (1-\gamma)^2) (\bar{d}(x) + \bar{s}(x)) \end{aligned}$$

ed un'analoga relazione per $\nu n \rightarrow \nu n$

Per targhetta isoscalare

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \sigma^{\nu N \rightarrow \nu X}}{dy} = \frac{G_S^2}{2\pi} \left[&(u_L^2 + d_L^2 + (u_R^2 + d_R^2)(1-\gamma)^2) q(x) + \right. \\ &+ (u_R^2 + d_R^2 + (u_L^2 + d_L^2)(1-\gamma)^2) \bar{q}(x) + \\ &+ (u_L^2 - d_L^2 + (u_R^2 - d_R^2)(1-\gamma)^2) (c(x) - s(x)) + \\ &+ \left. (u_R^2 - d_R^2 + (u_L^2 - d_L^2)(1-\gamma)^2) (\bar{c}(x) - \bar{s}(x)) \right] \end{aligned}$$

definendo $q(x) = u(x) + d(x) + c(x) + s(x)$
 $\bar{q}(x) = \bar{u}(x) + \bar{d}(x) + \bar{c}(x) + \bar{s}(x)$

con

$$u_L = c_L = \frac{1}{2} - \frac{2}{3} \sin^2 \theta_w$$

$$d_L = s_L = -\frac{1}{2} + \frac{1}{3} \sin^2 \theta_w$$

$$u_R = c_R = -\frac{2}{3} \sin^2 \theta_w$$

$$d_R = s_R = \frac{1}{3} \sin^2 \theta_w$$

Da opportune relazioni fra $\sigma_{cc}^{\nu, \bar{\nu}}$, $\sigma_{nc}^{\nu, \bar{\nu}}$ è possibile quindi estrarre informazioni sui parametri della teoria elettodebole

Paschos & Wolfenstein (1973)

Model Independent
per targhetta isoscalari

$$\frac{\sigma_{nc}^{\nu} - \sigma_{nc}^{\bar{\nu}}}{\sigma_{cc}^{\nu} - \sigma_{cc}^{\bar{\nu}}} = \frac{1}{2} - \sin^2 \theta_w$$

($\rho=1$ nel modello standard altrimenti è parametro libero...)
o meglio $= \rho^2 \left(\frac{1}{2} - \sin^2 \theta_w \right)$
 $\Rightarrow \sin^2 \theta_w = 0.230 \pm 0.023$

Dalle $\frac{d^2 \sigma}{dx dy}^{\nu, \bar{\nu}}$ integrando in y e chiamando

$$g_L^2 = \rho^2 (u_L^2 + d_L^2); \quad g_R^2 = \rho^2 (u_R^2 + d_R^2)$$

$$g_L^2 = \frac{\left(\frac{\sigma_{nc}}{\sigma_{cc}} \right)_{\nu} - \left(\frac{\sigma_{cc}^{\bar{\nu}}}{\sigma_{cc}^{\nu}} \right)^2 \cdot \left(\frac{\sigma_{nc}}{\sigma_{cc}} \right)_{\bar{\nu}}}{1 - \left(\frac{\sigma_{cc}^{\bar{\nu}}}{\sigma_{cc}^{\nu}} \right)^2} = \frac{R - z^2 \bar{R}}{1 - z^2}$$

$$g_R^2 = \frac{\bar{R} - R}{1/2 - z}$$

infatti si può facilmente mostrare

$$\sigma_{cc}^{\nu} = A \cdot \left(q + \bar{q}/3 \right)$$

$$\sigma_{cc}^{\bar{\nu}} = A \cdot \left(\bar{q} + q/3 \right)$$

$$\sigma_{Ne}^{\nu} = A \cdot \left[g_L^2 \cdot \left(q + \bar{q}/3 \right) + g_R^2 \left(\bar{q} + q/3 \right) \right]$$

$$\sigma_{Ne}^{\bar{\nu}} = A \cdot \left[g_R^2 \cdot \left(q + \bar{q}/3 \right) + g_L^2 \left(\bar{q} + q/3 \right) \right]$$

Per N.C. $\gamma = \frac{E_h}{E_h + E_{\nu out}}$ ma $E_{\nu out}$ non

è accessibile sperimentalmente

Con particolari fasci di
neutrini ottenuti

da π e K di

momento selezionato N

(Narrow Band Beam)

del decadimento in due corpi
per dati angoli di $\nu \Rightarrow E_{\nu}$

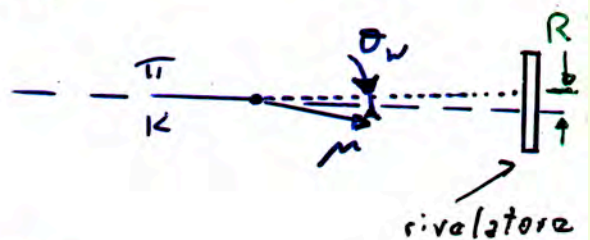
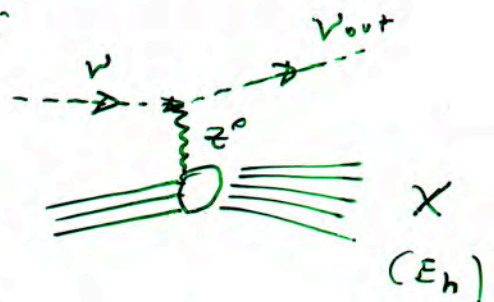
da una misura

della distanza R

di ogni evento dall'asse

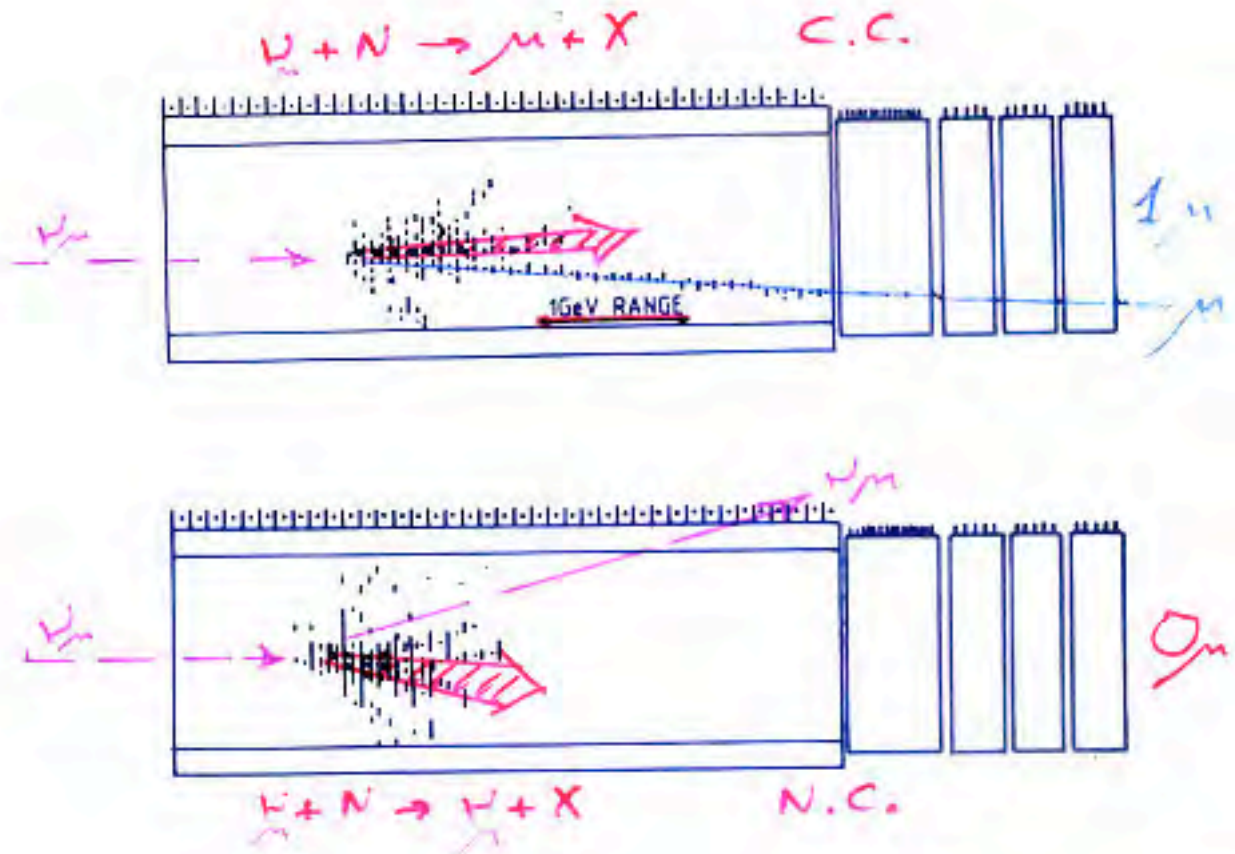
del fascio $\Rightarrow E_{\nu}$

$\Rightarrow \gamma$ distributions
per N.C.



Classificazione degli eventi: normalmente : C.C. $\geq 1\mu$, N.C. = 0μ

Easy event classification
into $\geq 1\mu$, 0μ classes



Dalla classificazione 0μ , 1μ
apportando correzioni:

- ad esempio
- " 1μ " in cui il μ da \bar{n} decay \Rightarrow NC
 - " 0μ " in cui il μ troppo "corto" o sfuggito di lato \Rightarrow CC

Per eventi CC $\Rightarrow E_\nu = E_{had} + P_\mu$

$Y = E_{had}/E_\nu$; $X = f(E_\nu, P_\mu, \theta_\mu)$

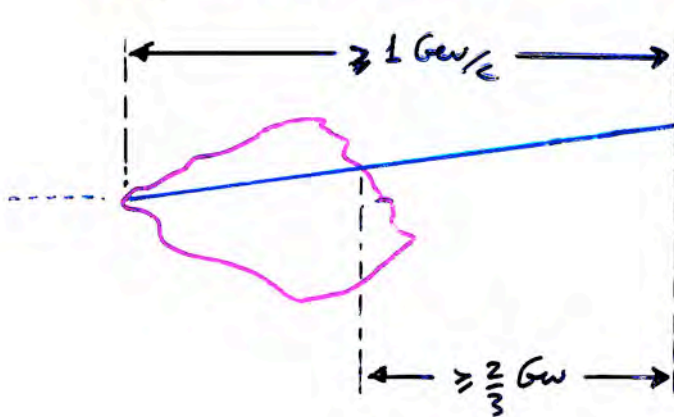
per eventi NC ... più complicata

... ma non tutti gli eventi con \emptyset_μ sono N.C. ...

CHARM

Event classification

(by computer on an event-by-event basis)



$\geq 1\mu$ events

From 1μ to $CC \nu_\mu$

- track from vertex
- $\mu \rightarrow \mu^+$ or μ^- from muon spectrometer

CORRECTIONS:

+ events with
SOFT, SIDE, HIDDEN
MUONS (FAKE \emptyset_μ !)

- real NC events with
or π, K punch through
or $\pi, K \rightarrow \mu$

$\Rightarrow CC \nu_\mu$

NC ν_μ
+ CC ν_e
+ NC ν_e } ν_e from K_{e3} decay.
+ $\nu_\mu e$

muonless events

From \emptyset_μ to $NC \bar{\nu}_\mu$

CORRECTIONS:

- $CC \bar{\nu}_e$ + $NC \bar{\nu}_e$

- real $CC \bar{\nu}_\mu$ with
SOFT, SIDE, HIDDEN
MUONS

+ real $NC \bar{\nu}_\mu$ with
 π, K punch through!
or $\pi, K \rightarrow \mu$

$\Rightarrow NC \nu_\mu + NC \bar{\nu}_\mu$

Confrontando le $d\sigma/dy$ per interazioni di neutrino C.C. ed N.C.

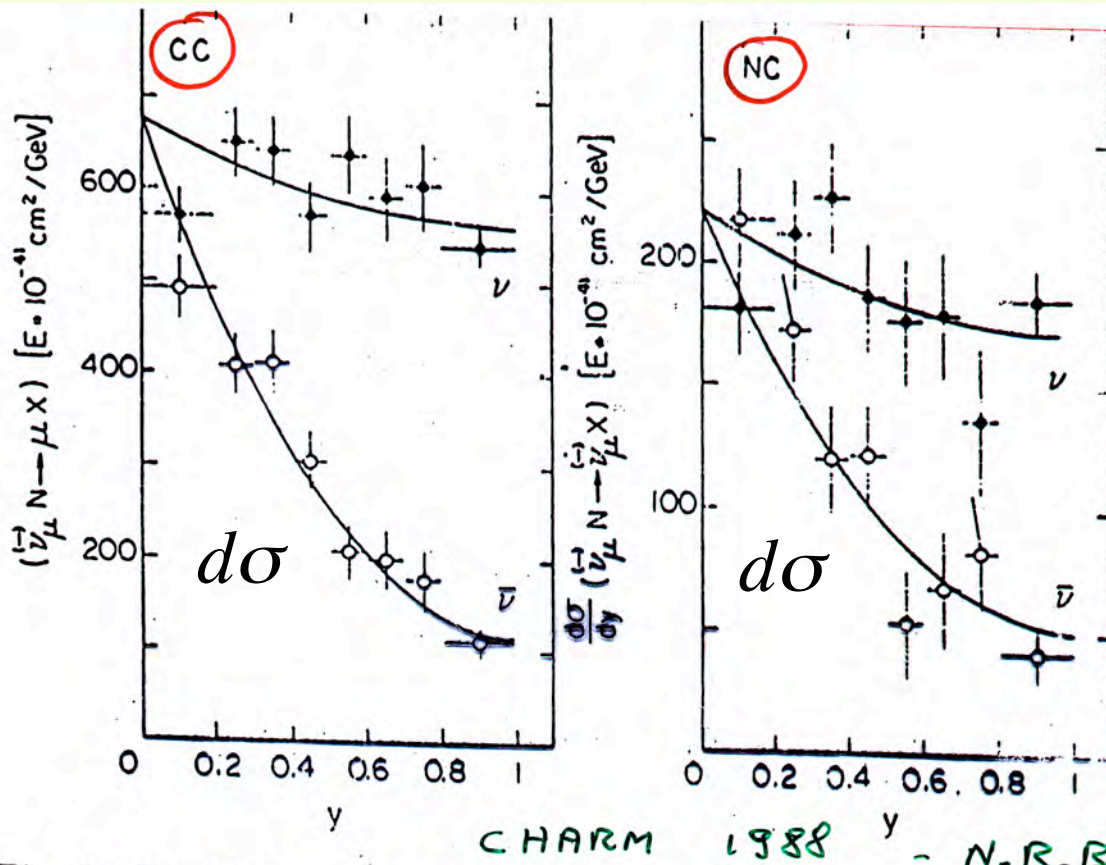
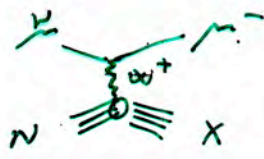


Fig. 2. The differential cross section, $d\sigma/dy$, after resolution unfolding and acceptance correction: The curves correspond to the two-parameter fit of eq. (6) described in the text: (a) CC events; (b) NC events.

Interazioni di C.C. sono state analizzate senza usare l'informazione di p_{\perp} (stesso metodo usato per N.C.)
 si ottiene inoltre



$$\left. \begin{aligned}
 g_L^2 &= 0.287 \pm 0.008 \\
 g_R^2 &= 0.042 \pm 0.010
 \end{aligned} \right\} \begin{array}{l}
 \text{Correnti deboli} \\
 \text{neutre si accoppiano} \\
 = \text{quarks} \\
 \text{left-handed e} \\
 \text{right-handed}
 \end{array}$$

Interazioni deboli di Corrente Neutra di ν hanno struttura di Lorentz V, A (parity violating)

Misurate le funzioni di struttura dei nucleoni con interazioni semileptoniche CC ed NC di neutrini

- da interazioni di C.C.

$$X_{vis} = \frac{2E_\mu \cdot (E_\mu + E_h) \cdot \sin^2 \theta_\mu}{2M_p \cdot E_h}$$

tutte le quantità sono osservabili

- per interazioni di N.C.

$$X \approx \frac{E_\nu (E_h - M_p)}{2M_p (E_\nu - E_h + M_p)} \cdot \theta_h^2$$

con E_ν (incidente) non misurabile direttamente.

Usando un fascio N.B.B. e misurando la distanza R fra il vertice della interazione e l'asse del fascio $\Rightarrow E_\nu$

\Rightarrow USANDO C.C. si può mettere a punto il metodo di "unfolding" delle distribuzioni osservate e ottenere, trascurando l'informazione p_μ la distribuzione in X per C.C.

\Rightarrow lo stesso metodo si applica poi alle N.C.

Misura delle funzioni di struttura dei nucleoni con interazioni CC ed NC di neutrini

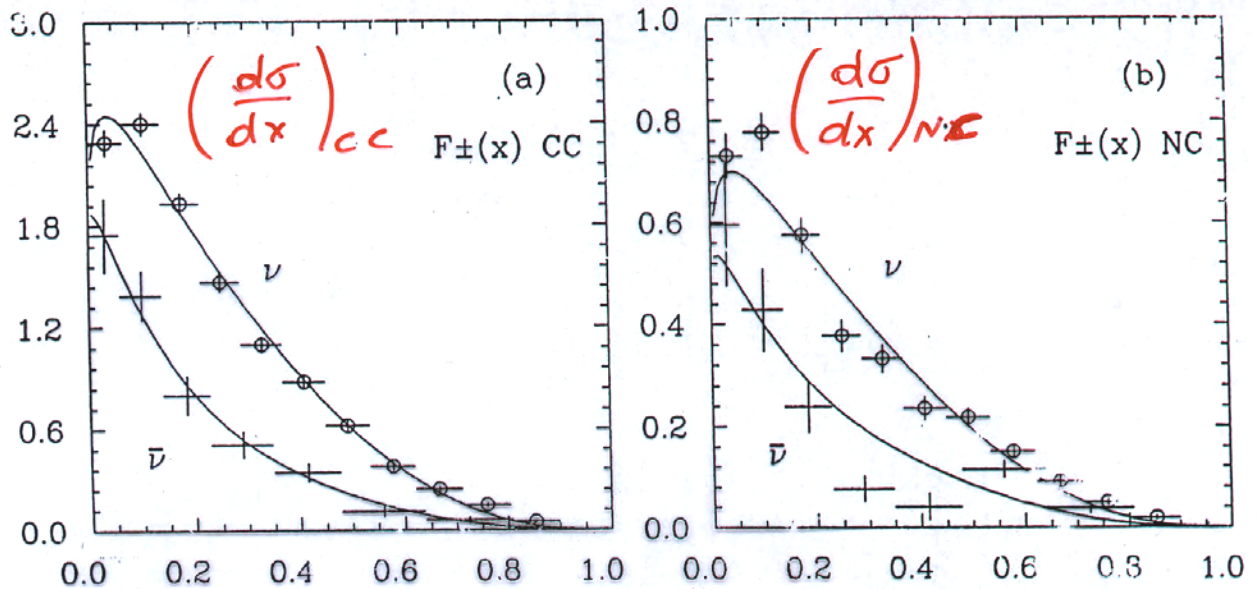


Fig1: Distributions $F_{\pm}(x)$ obtained in the ν and $\bar{\nu}$ beam, corrected for experimental acceptance and resolution using an unfolding procedure described in the text. The distributions shown were evaluated at $Q_0^2 = 10\text{GeV}^2$, (a) for CC and (b) for NC interactions. The full curves are results of a fit to the parametrization given in the text.

Si notano solo piccole differenze: le distribuzioni per NC e CC sono in accordo entro l'errore statistico ($\sim \pm 5\%$)

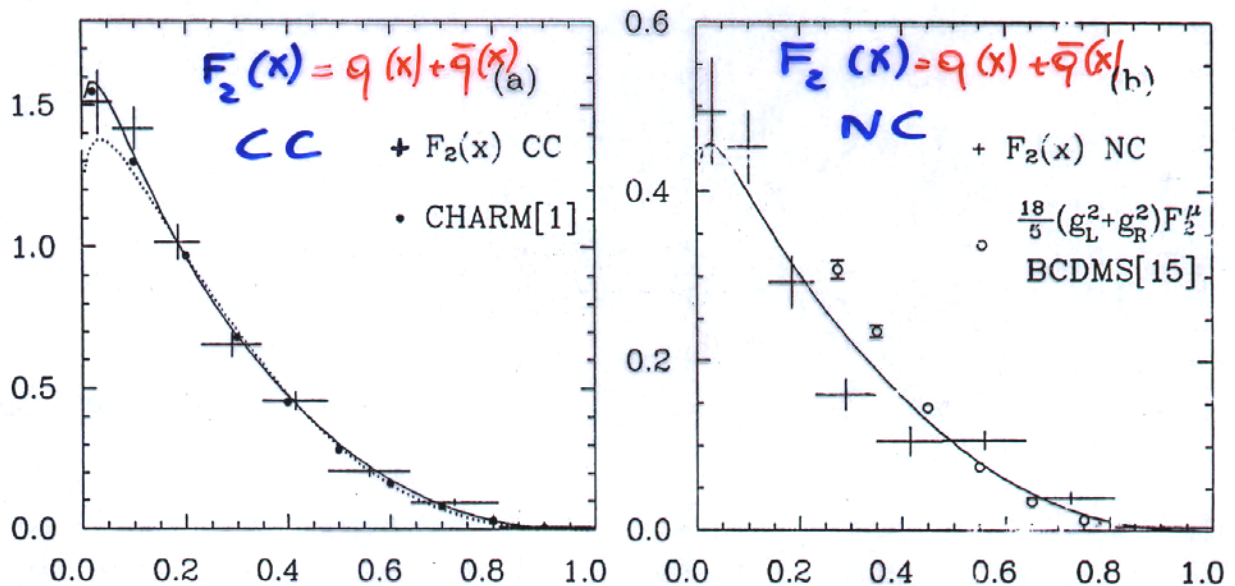


Fig2: The structure functions $F_2(x)$ at $Q_0^2 = 10\text{GeV}^2$ derived from $3/8(F_+ + F_-)$ for (a) CC and (b) NC interactions. The full curves show the result of a fit to the parametrization given in the text; the dotted curve in (a) represents a compilation of charged-current data [13] and the full points results of the CHARM Collaboration [1] for which the outgoing muon was used to determine the kinematics. In comparison with F_2^{NC} we show in (b) $18/5(g_L^2 + g_R^2)F_2^{\mu}$ (open points) with F_2^{μ} derived from deep inelastic muon scattering on carbon [15]. An uncertainty of $\pm 3\%$ in the absolute normalization of F_2^{μ} is not included in the error bars.

Misura delle funzioni di struttura dei nucleoni con interazioni CC ed NC di neutrini

$$xF_3 = q(x) - \bar{q}(x)$$

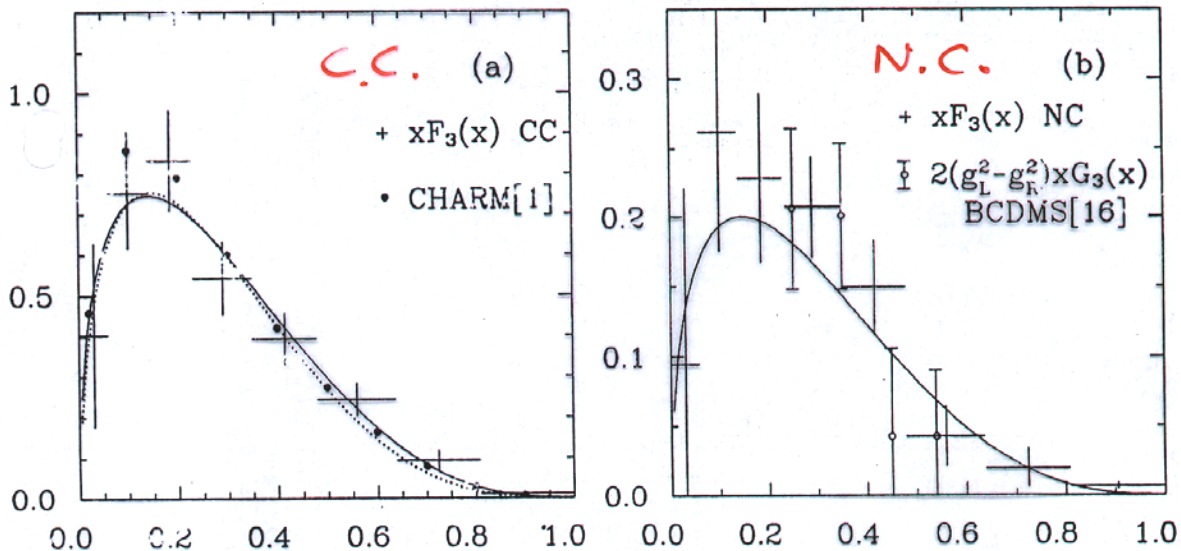


Fig3: The structure functions $xF_3(x)$ at $Q_0^2 = 10\text{GeV}^2$ derived from $3/4(F_+ - F_-)$ for (a) CC and (b) NC interactions. The full curves show the result of a fit to the parametrization given in the text; the dotted curve in (a) represents a compilation of charged-current data [13] and the full points results of the CHARM Collaboration [1] for which the outgoing muon was used to determine the kinematics. In comparison with xF_3^{NC} we show in (b) $2(g_L^2 - g_R^2)xG_3$. xG_3 is the electroweak interference structure function determined from the charge asymmetry of deep inelastic muon scattering [16].

funzioni di struttura dei
quarks di valenza

BCDMS : misura delle funzioni di
struttura mediante misura
della interferenza fra int. debole
ed elettromagnetica in $\mu N \nu X$

Una ulteriore misura del contributo dei quarks "del mare" confrontando interazioni CC ed NC di neutrini

E' possibile ora ricavare il contributo di quarks di mare

$$\bar{q}/(\bar{q}+q)$$

ottenuto in interazioni C.C., N.C.

(fit alle distribuzioni $\frac{d\sigma}{dx}|_{\nu, \bar{\nu}}$)

confrontando il risultato con quello ottenuto dalla misura delle $\sigma_{\text{Tot}}^{\text{c.c.}}$

	$\bar{q}/(\bar{q}+q)$
	0.154 ± 0.012
CHARM 1988	$\sigma_{\text{Tot}}^{\text{c.c.}}$
	$(d\sigma/dx)_{\text{c.c.}}$
	0.155 ± 0.006
	$(d\sigma/dx)_{\text{N.C.}}$
	0.126 ± 0.008

IN CONCLUSIONE :

I DATI CONFERMANO L'UNIVERSALITA' DELLE FUNZIONI DI STRUTTURA DEL NUCLEONE PER INTERAZIONI DI C.C. e N.C. debole e per interazioni ELETTROMAGNETICHE

Come progettare il rivelatore

RIVELATORI per esperimenti con W di alta energia

CERN W.B.B. $\langle E_W \rangle \approx 25 \text{ GeV}$

Abbiamo visto :

$$\left(\frac{\sigma_{cc}}{E_W} \right)^W = .67 \cdot 10^{-38} \text{ cm}^2/\text{nucleone}$$

$$\left(\frac{\sigma_{cc}}{E_W} \right)^{\bar{W}} = .34 \cdot 10^{-38} \text{ cm}^2/\text{nucleone}$$

$$\text{e } \left(\frac{\sigma^{NC}}{\sigma^{cc}} \right) \approx 0.3$$

\Rightarrow possiamo calcolare il numero di eventi osservati in un rivelatore di densità media ρ

$$N_{ev}^W = \left[\int \frac{d\phi_\nu(E_W)}{dE_W} \cdot \sigma_{TOT}(E_W) \cdot dE_W \right] \cdot \rho \cdot \ell \cdot \mathcal{N}$$

$$\mathcal{N} = 6.022 \cdot 10^{23}$$

$$\Rightarrow \text{L'integrale} \approx 2 \cdot 10^{-26} \text{ cm}^2/10^{13} \text{ p.o.t.}$$

per avere 1 evento $\rho \ell = \frac{1}{6.022 \cdot 2 \cdot 10^{26}} \approx 70 \text{ g/cm}^2$

$\Rightarrow 1 \text{ m}^2 \text{ sup} \Rightarrow$ si ha 1 evento

RIVELATORI MASSIVI! \Rightarrow con 0.7 Tons e 10^{13} p.o.t.

Rivelatori per neutrini agli acceleratori

In generale un rivelatore per fisica dei ν deve :- identificare C.C., N.C., evento per evento
- permettere la ricostruzione della cinematica

- per C.C.

$$E_\nu = E_h + E_\mu$$

$$Q^2 = 2E_\mu E_\nu (1 - \cos \theta_\mu)$$

$$Y = \frac{E_h}{E_\nu} \quad x = \frac{Q^2}{2ME_h}$$

⇒ le risoluzioni $\sigma(E_h)/E_h$, $\sigma(p_\mu)/p_\mu$, $\Delta\theta_\mu$ etc vanno scelte opportunamente ottimizzandole al tipo di processi che si vogliono studiare

... per N.C.

E_ν dalla misura di E_h e della distanza vertice di interazione - linea del fascio

⇒ Essenziale un fascio tipo Narrow Band Beam (NBB)

θ_H

→ in generale è necessario conoscere la composizione del fascio di ν

$$\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu, \nu_e, \bar{\nu}_e$$

⇒ spettrometro + studio degli eventi "quasi elastici" per ν_μ ed antineutrini muonici

osservazione diretta (se il rivelatore consente di riconoscere sciami e.m.) più simulazione con MonteCarlo del fascio di ν_e ed antineutrini elettrone

Rivelatori per neutrini agli acceleratori (1)

E' necessario che il bersaglio sia esso stesso anche rivelatore

- CAMERE A BOLLE

CERN { BEBC (20 m³ / 10 m³ fid. vol) + EMI
 GARGAMELLE (8 m³ / 4 fid.) + EMI
 FERMI LAB IS' (~30 m³) + EMI

- ESPERIMENTI CON CONTATORI

CALORIMETRI "A SAMPLING"

" I generazione " → CDHSW } CERN
 " II gen " → CHARM }
 I generazione → CCFR } FNAL
 FMMA }

Fisica DEI $\left(\begin{matrix} \nu \\ \bar{\nu} \end{matrix} \right) \left\{ \begin{matrix} \nu N \rightarrow \mu^- X \\ \bar{\nu} N \rightarrow \mu^+ X \end{matrix} \right.$

$$E_{\mu} \approx \frac{1}{2} E_{\nu} \approx 10 \text{ Gw}$$

$$E_{sh} \approx \frac{1}{2} E_{\nu} \approx 10 \text{ Gw}$$

Se volessimo misurare P_{μ} per range

$$P_{\mu} = 10 \text{ Gw} \Rightarrow \sim 5000 \text{ gr/cm}^2$$

$(\frac{dE}{dx} \approx 2 \text{ Mev/gr/cm}^2)$ $(1 \text{ m}^2 \approx 50 \text{ Tons})$

ad energie superiori impossibili

Per misurare E_{sh} supponiamo S_{dint}

$$E_{sh} \approx 10 \text{ Gw} \Rightarrow \sim 500 \text{ gr/cm}^2$$

(Ferro $d_{int} \approx 100 \text{ gr/cm}^2$)

Rivelatori per neutrini agli acceleratori (2)

tenendo conto che

lunghezza sciame adronico $\sim \lg E_{sh}$

range $\sim E_M$

$\Rightarrow E_{sh}$ misurata nel calorimetro

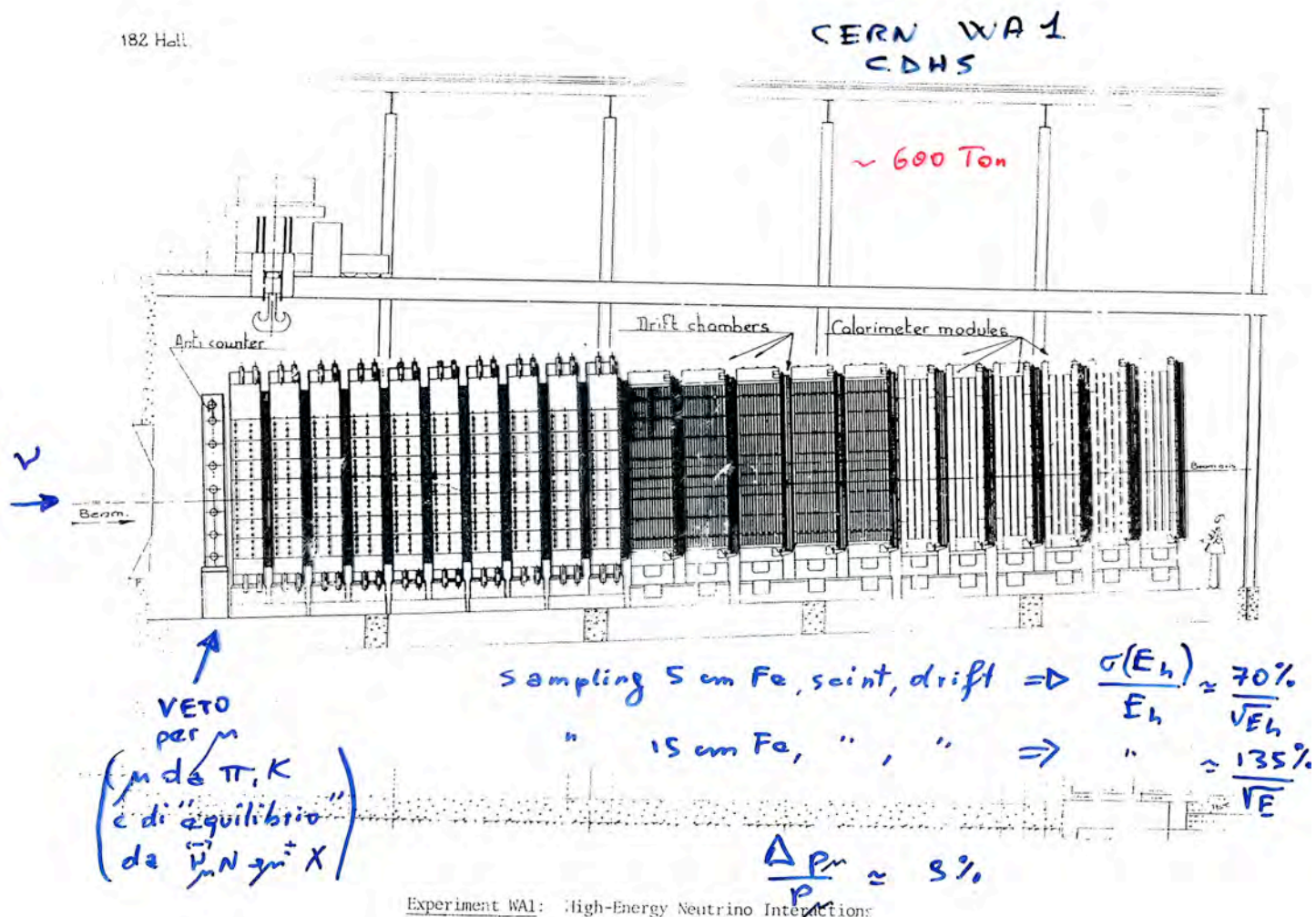
\sim (tanto meglio quanto migliore
è la segmentazione...)

$\Rightarrow P_M$ misurata con spettrometro

Ferro magnetizzato e
rivelatori per tracce

Rivelatori per neutrini agli acceleratori (3)

L'esperimento CDHSW al CERN



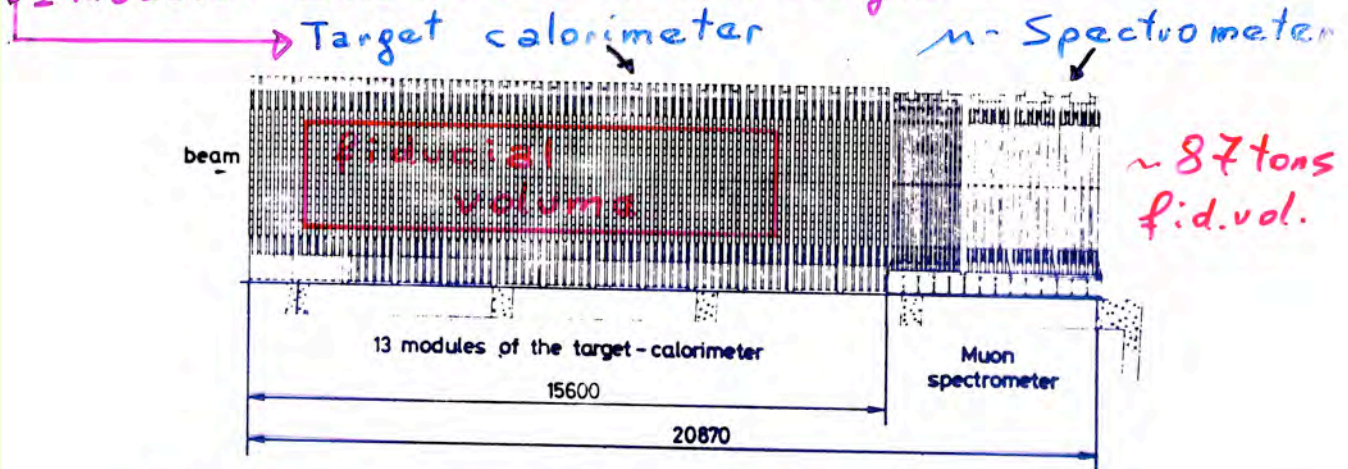
Rivelatori per neutrini agli acceleratori (4)

L'esperimento CHARM al CERN

1977 - 1984

78 modules

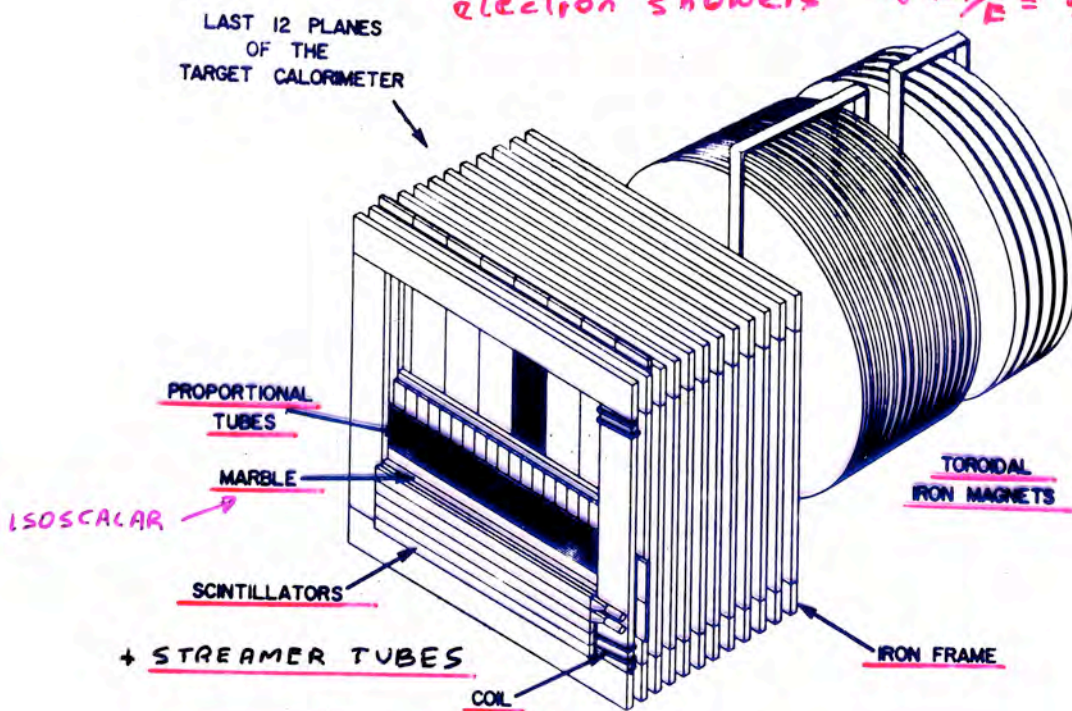
1 module = 1% or .22 π abs. lengths



Good shower energy measurement

hadron showers $\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{.487}{\sqrt{E(6\text{GeV})}} + 0.0127$

electron showers $\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{.18}{\sqrt{E(6\text{GeV})}}$



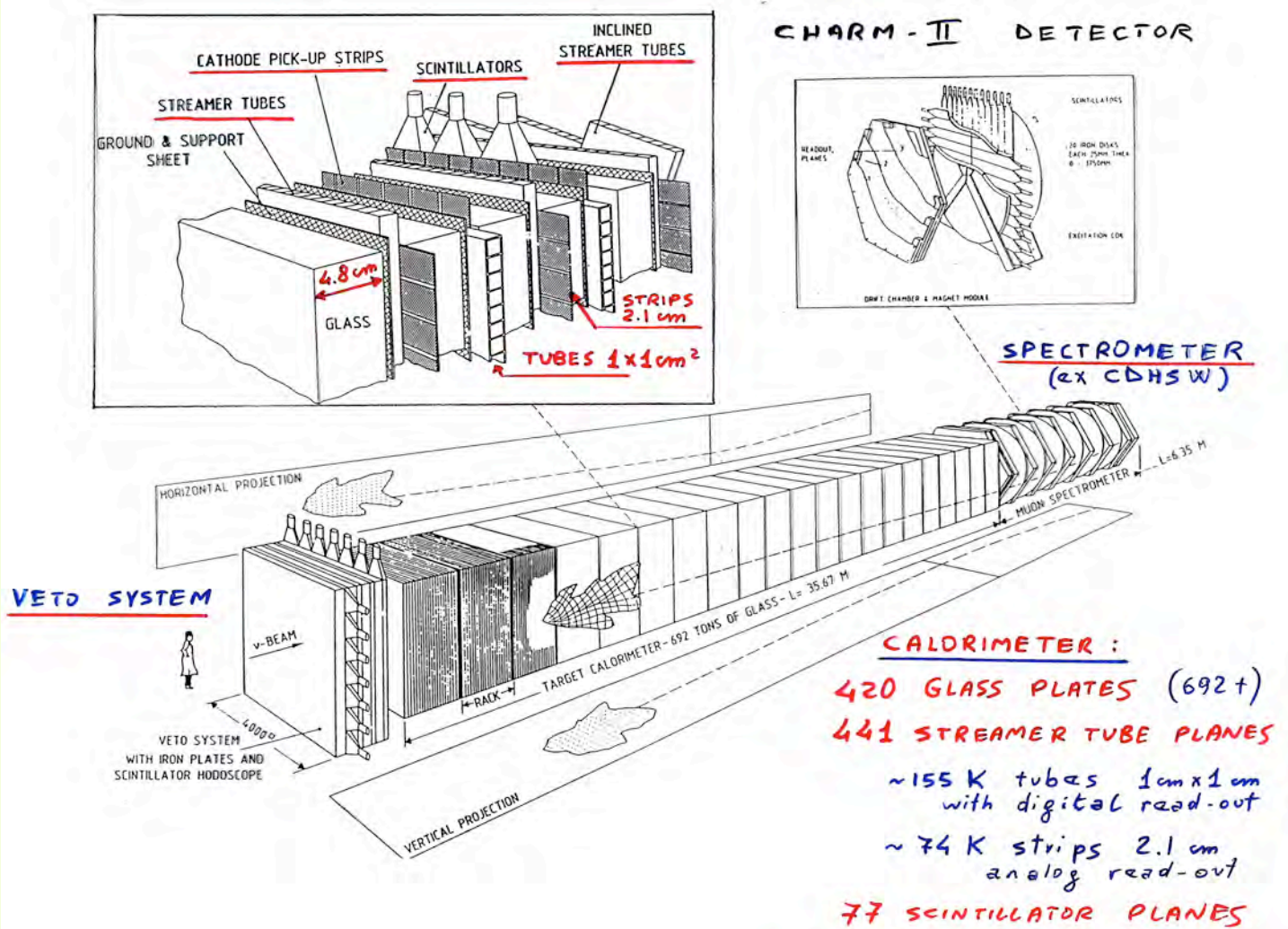
μ momentum by magnetic deflection

$\frac{\Delta(p)}{p} \approx 15\%$ low momenta

$\rightarrow 20\%$ at 150 GeV/c

Rivelatori per neutrini agli acceleratori (5)

L'esperimento CHARM-II al CERN



Interazioni di neutrini visualizzate dallo esperimento CHARM al CERN

Target calorimeter

Muon spectrometer

