Capitolo 6: Interazioni Deboli II

Corso di Fisica Nucleare e Subnucleare II

Professor Carlo Dionisi

A.A. 2008-2009

Interazioni di Neutrini di alta Energia

Come abbiamo visto nel corso del terzo anno, la produzione di fasci di neutrini di intensita' ed energie sempre piu' alte agli acceleratori ha portato dal 1960 in poi ad un drammatico sviluppo della nostra comprensione delle interazioni deboli. E' quindi importante spiegare, sia pure in modo schematico, quali sono I punti chiave per realizzare un esperimento di scattering di un fascio di neutrini su una targhetta di nucleoni che, come vedremo, costituisce anche il rivelatore delle interazioni.

Punti Chiave

1) **Sezione d' urto** : come sappiamo la sezione d' urto e' molto piccola (per E_ν = 1 GeV $\sigma(\nu\mu) \sim 10^{-38}$ cm^2 mentre per la stessa energia $\sigma(pp) \sim 10^{-26}$ cm^2)

Esercizio

Quanti neutrini servono per avere 100 interazioni in un rivelatore di dimensioni "ragionevoli" (per esempio: $1 \times 1 \times 10$ m^3) ?

$$P(\text{int.}) = \sigma \cdot \frac{\Delta N}{\Delta S} \cdot \frac{l}{\Delta x} = \sigma \cdot n \cdot l$$

dove n=numero di nucleoni per unita' di volume

$$n = \frac{\left(\dfrac{M_{totale}}{m_{nucleone}}\right)}{Vol.} = \frac{\rho}{m_{nucleone}} \qquad \text{quindi :}$$

$$\text{P}(\text{Int.}) = \frac{\sigma \cdot \rho \cdot l}{m_{nucl.}} = \sigma \cdot \rho \cdot N_{Avog.}$$

Esempio: **con $\sigma = 10^{-38}$ cm^2; $\rho_{Fe} = 7.9$ g/cm^3, $m_{Nucl.} = 1.7\ 10^{-24}$; l = 1000 cm.**

$$P(Int.) = \frac{7.9 \cdot 10^{-38} \cdot 10^3}{1.7 \cdot 10^{-24}} = 4.6 \cdot 10^{-11}$$

Con P(Int.) = 10^{-11} servono 2×10^{12}neutrini per avere 100 interazioni su nucleone in 10 m^3 di ferro (~ 80 tons) !!

Nota Bene : $P(Int.) = \dfrac{\Delta x}{\lambda_{Int.}} = \dfrac{\rho \cdot \sigma \cdot \Delta x}{m_{Nucl.}}$

Da cui abbiamo: $\lambda_{Int.} = \dfrac{m_{Nucl.}}{\rho \cdot \sigma}$

Per la fisica del neutrino servono quindi:

- **Fasci molto intensi**
- **Apparati sperimentali, che hanno la funzione sia di bersaglio che di rivelatore, di grande massa (~ 10^2 tons).**

2) **L' acceleratore**: prendiamo come esempio il Super Proton Sincrotrone (SPS) del CERN che ha fasci di protoni di energia $E_p \sim 400$ GeV, ciclo di circa 14.4 sec con 5×10^{13} protoni accelerati per ciclo. Il fascio di protoni viene estratto ed inviato su di un bersaglio (rame, berilio). Con protoni da 400 GeV la molteplicita' media dei secondari carichi e' dell' ordine di 10 con energie che vanno da 10 a 100 GeV.

3) **Il Tunnel di Decadimento**: per avere i neutrini, come visto, dobbiamo dare tempo ai π e K di decadere.
La lunghezza di decadimento e' data da:

$$l_{dec.} = \mathrm{v} \times t_{medio} = (\beta c)\cdot(\gamma\tau) =$$

$$= \frac{pc^2}{E}\cdot\frac{E}{mc^2}\cdot\tau = \frac{pc}{mc^2}\cdot c\tau$$

Esempio: sia $pc \sim 50$ GeV; $m_\pi c^2 = 0.14$ CeV; $c\tau = 7.8$ m
Avremo $l_{dec} = 50/0.14\times7.8 = 2800$ m
I tunnel di decadimento sono quindi lunghi qualche chilometro.

Al SPS sono lunghi circa 400 metri con pressioni di circa 1 torr (atm/760) per evitare le interazioni dei mesoni.

4) **L' Assorbitore**: sull' apparato sperimentale devono ovviamente arrivare SOLO neutrini e NON i π e K ed i loro prodotti di decadimento carichi μ ed elettroni o positroni. π/K/e sono facilmente assorbibili mentre i μ devono attraversare grosse quantita' di materiale per essere arrestati.
Esercizio: Calcoliamo il range di un μ di energia E:

$$E = \int_0^r \left(\frac{dE}{dx}\right) dx$$

p_μ (GeV/c)	Range in Ferro (m) ($\rho \sim 7.8$ g/cm^3)	Range nella Roccia (m) ($\rho \sim 2.6$ g/cm^3)
100	56	156
500	180	583

- Al CERN SPS abbiamo:
  Assorbitore = 185 m di ferro + 220 m di roccia.

5) Sorgente di neutrini : La fonte di neutrini e' costituita dai decadimenti dei mesoni $\pi^\pm, K^\pm, K^0$
prodotti in interazioni di protoni di alta energia

I decadimenti a due corpi sono quindi responsabili di circa il 97% del flusso dei neutrini dei fasci e costituiscono quindi la "sorgente" di neutrini.
Adroni positivi producono neutrini, adroni negativi producono antineutrini.

6) Composizione dei Neutrini:

- Neutrini dai $\pi^\pm$

$$\pi^{+(-)} \to \mu^{+(-)} + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \quad (99.99\ \%)$$

$$\pi^\pm \to e^\pm \nu_e(\bar{\nu}_e) \quad (1.2 \cdot 10^{-2}\ \%)$$

$$\begin{cases} \tau = 2.6 \cdot 10^{-8} \sec \\ c\tau = 7.8 m \end{cases}$$

Neutrini dai $K^{\pm}$

$$K^{+(-)} \rightarrow \mu^{+(-)} + \nu(\bar{\nu}) \qquad 63.0\ \%$$

$$\rightarrow \pi^0 \mu^{(+,-)} \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \qquad 3.2\ \%$$

$$\rightarrow \pi^0 e^{(+,-)} \nu_e(\bar{\nu}_e) \qquad 4.8\ \%$$

Sorgente di ν_e

$$\begin{cases} \tau = 1.2 \cdot 10^{-8}\ \text{sec} \\ c\tau = 3.7 m \end{cases}$$

Neutrini dai K^0

$$K_L^0 \rightarrow \pi^{(+-)} e^{(-+)} \bar{\nu}_e(\nu_e) \qquad (\ 39\ \%\ )$$

$$\rightarrow \pi^{(+-)} \mu^{(-+)} \bar{\nu}_\mu(\nu_\mu) \qquad (\ 27\ \%\ )$$

$$\begin{cases} \tau = 5.2 \cdot 10^{-8}\ \text{sec} \\ c\tau = 15.5 m \end{cases}$$

7) Fasci di Neutrini: Ci sono due tecniche per formare fasci di neutrini:

i) Wide Band Beam (WBB)

ii) Narrow Band Beam (NBB)

7) Fasci di Neutrini di Alta Energia

- Agli acceleratori i fasci di neutrini sono oggi prodotti in 4 passi successivi:
  - i) produzione di adroni secondari, segnatamente π e K, dall' urto di protoni di alta energia su una targhetta fissa;
  - ii) selezione in carica ed in impulso e focalizzazione degli adroni;
  - iii) Passaggio del beam cosi' ottenuto in "regione di decadimento", nel vuoto e abbastanza lunga da permettere ad una frazione importante degli adroni di decadere;
  - iv) Assorbimento degli adroni residui e dei muoni prodotti nei decadimenti di π e K in uno "scudo" di adeguato spessore.

Ci sono due tecniche per formare fasci di neutrini:

i) Wide Band Beam (WBB)

ii) Narrow Band Beam (NBB)

- **Wide-Band Beam (WBB) :** In Fig 1) e' mostrato uno schema del WBB. Per produrre una fascio di neutrini in un range di energia molto vasto e di alta intensita', ma con l' inconveniente di una importante contaminazione di neutrini di segno sbagliato, questo sistema usa un particolare sistema di focalizzazione (Van der Meer Magnetic-Horn vedi Fig 2) a.

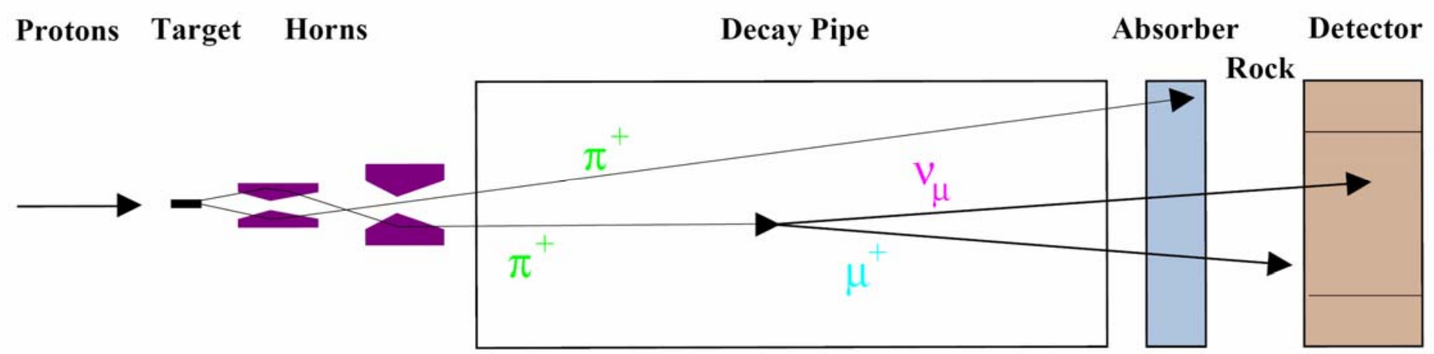


Fig. 1)

Il corno magnetico genera un campo magnetico toroidale che, grazie ad una corrente pulsata molto alta (~ 100 kA) che scorre dal sottile conduttore interno a quello esterno in direzione parallela a quella del fascio incidente (vedi Fig. 2) b), che focalizza gli adroni di una carica e defocalizza quelli di carica opposta. Naturalmente invertendo il senso della corrente si ottiene l' effetto opposto. La targhetta e' posta immediatamente in fronte al corno. Si ottengono flussi di ~ 10^{11} ν per 10^{13} protoni sulla targhetta con una energia media di < Eν > ~ 25 GeV.

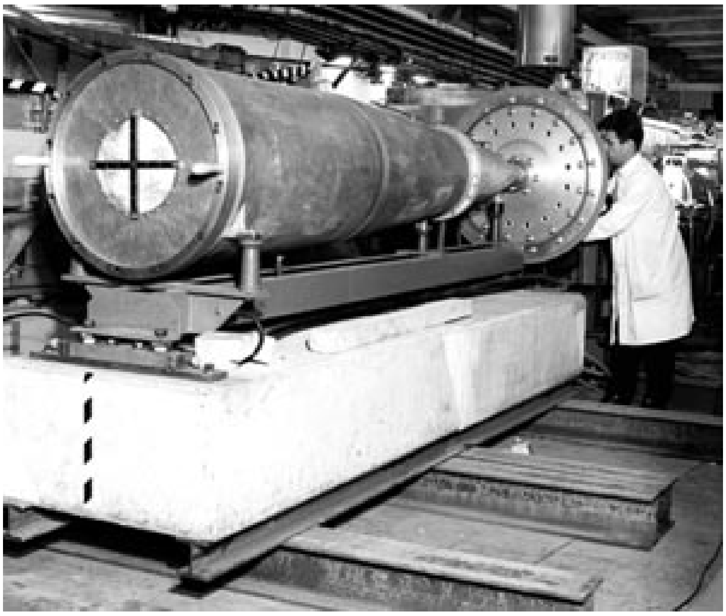


Fig. 2) a

Nota Bene: con 10^{11} ν, (100 int nel rivelatore), tenendo conto che in un anno abbiamo 10^7 sec utilizzabili e che il ciclo del SPS e' di 14 sec:

$$\text{Eventi/anno} = \frac{100 \times 10^7}{14} = 6 \times 10^6$$

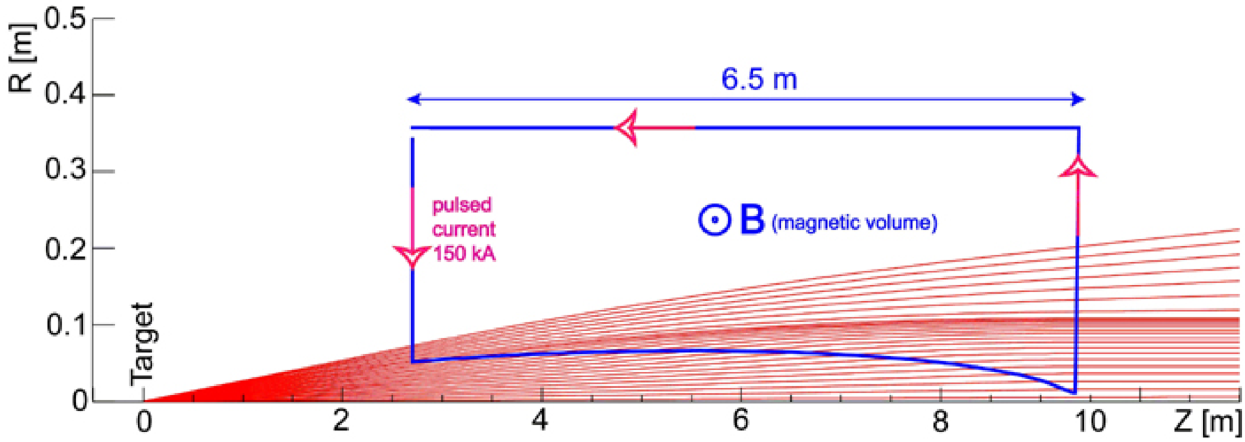
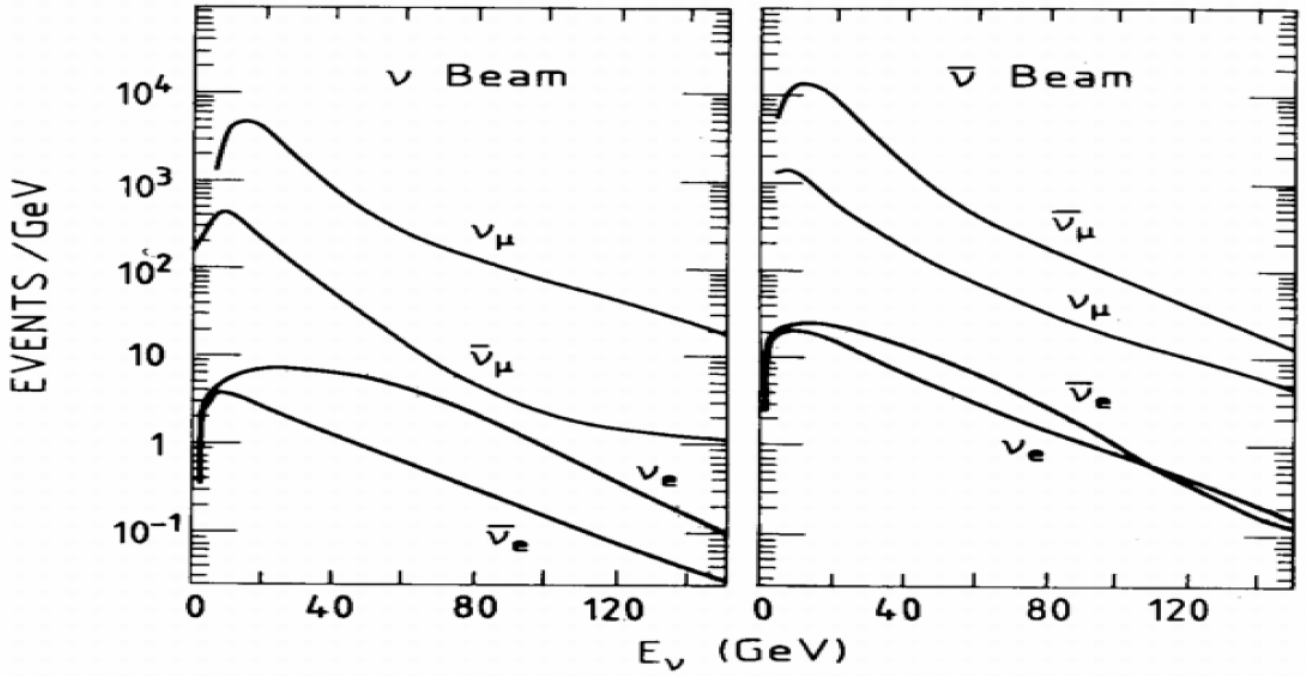


Fig. 2) b

Spettri di energia per neutrini ed antineutrini con WBB



Composizione, da cui si vede la contaminazione, di un WBB

Beam ν_μ	Beam anti-ν_μ
ν_μ ~ 91 %	anti-ν_μ ~ 84 %
anti-ν_μ ~ 8 %	ν_μ ~ 15 %
ν_e ~ 1 %	anti-ν_e ~ 0.7%
anti-ν_e ~ 0.1%	ν_e ~ 0.4%

Narrow-Band Beam (NBB) (vedi Fig. 3)):

In questa tecnica la selezione in carica e momento e' fatta per mezzo di dipoli magnetici, collimatori e quadrupoli magnetici di focalizzazione.

In questo modo solo mesoni con p ~ 180 GeV entrano nel tunnel di decadimento. Il beam risultante, molto meno intenso di quello WBB, ha I seguenti vantaggi:

— monitoring dell' intensita' del fasci molto piu' precisa;

— contaminazione da neutrini diversi da quelli del fascio trascurabile;

— rapporto π/K misurabile al 3% e da questo buona conoscenza della contaminazione ν_e;

— correlazione tra l' energia del neutrino ed il suo punto di impatto nel rivelatore (vedi Fig. 4))

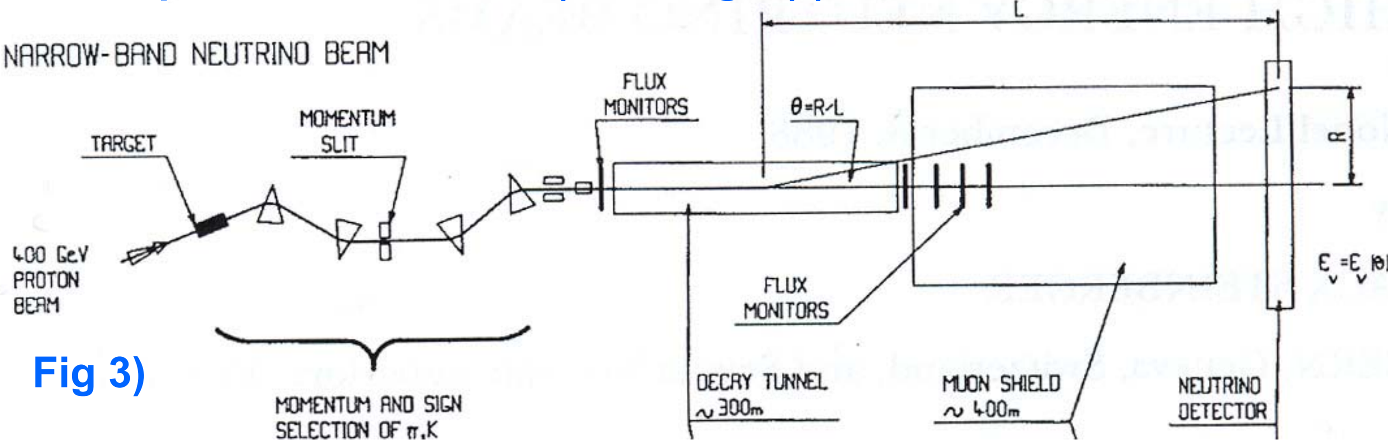


Fig 3)

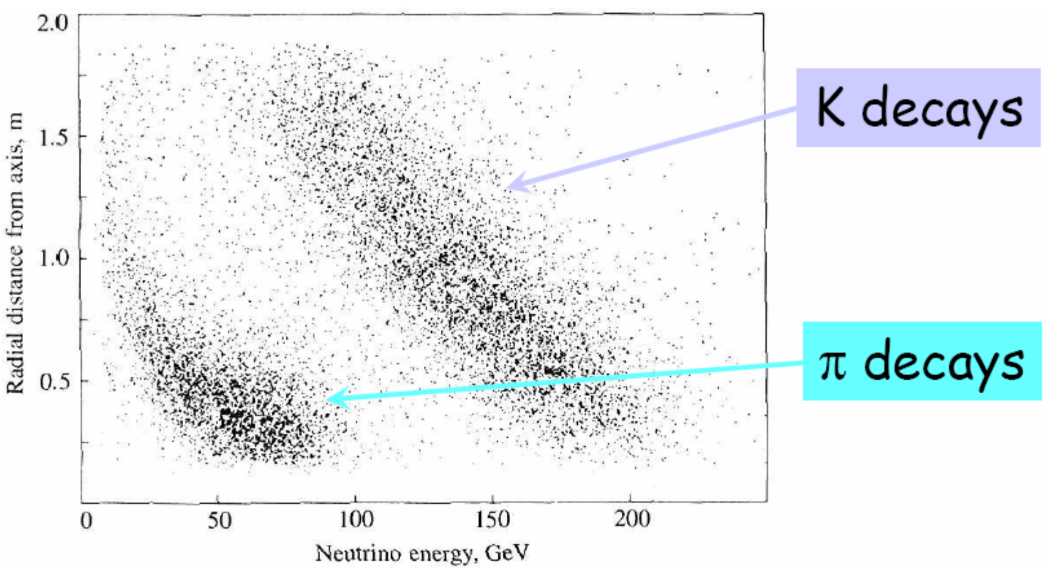


Fig. 4)

Confronto Spettri di energia per WBB versus NBB

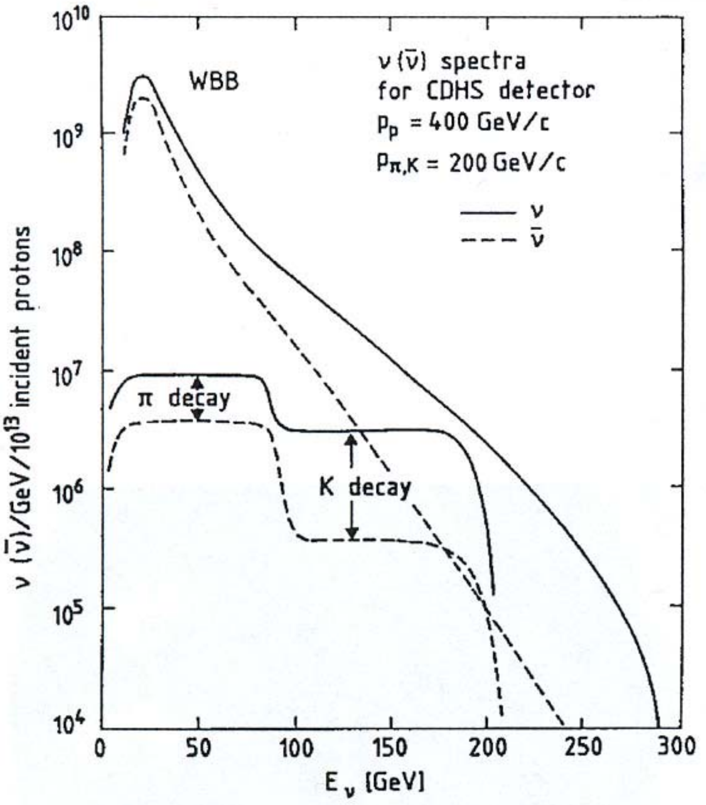


Fig 5)

<u>Esercizio</u>: Consideriamo un π di impulso p con $E_\pi \cong p$. Nel sistema di riferimento del π avremo:

$$p^* = \frac{m_\pi^2 - m_\mu^2}{2 \cdot m_\pi} = E_\nu^* \qquad E_\mu^* = \frac{m_\pi^2 + m_\mu^2}{2 \cdot m_\pi}$$

Inoltre, essendo nullo lo spin del π, la distribuzione angolare nel suo sistema di riferimento e' uniforme:

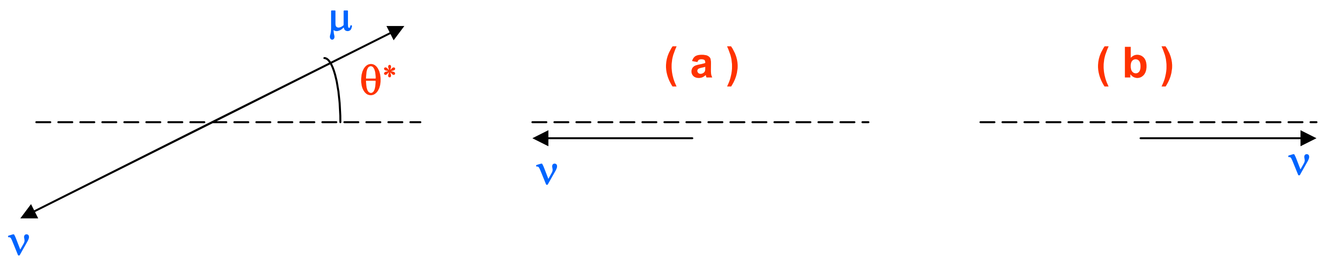
$$p_{Tras.}(Lab.) = p^* \sin \vartheta^*;$$

$$p_{Long.}(Lab.) = \frac{E}{m_\pi} \cdot p^* \cos \vartheta^* + \frac{p}{m_\pi} E^*$$

Essendo γ molto grande avremo $p_L \gg p_T$

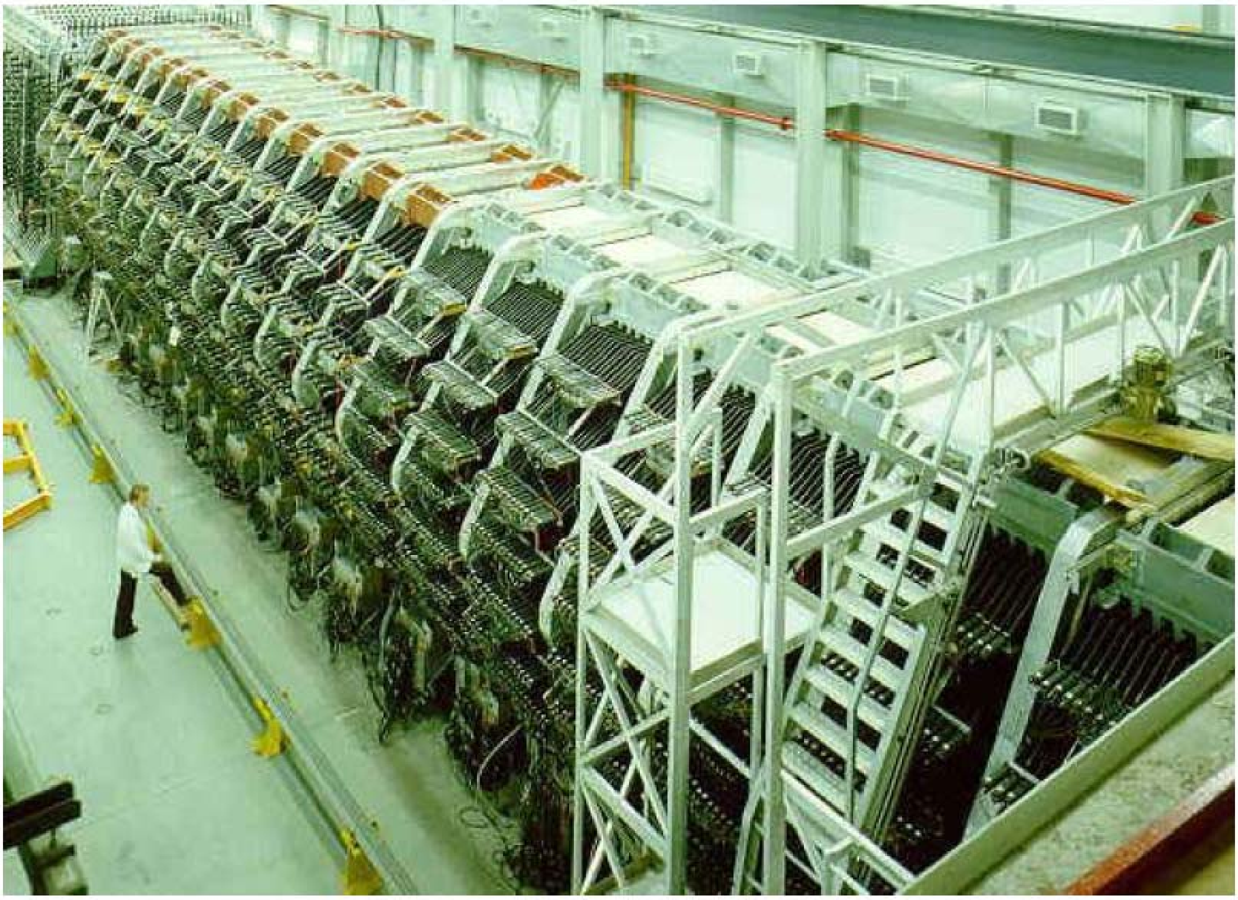
$$\frac{dn}{dp_L}=\frac{dn}{d\left(\cos\vartheta^*\right)}\cdot\frac{d\left(\cos\vartheta^*\right)}{dn}=\frac{1}{2\cdot\gamma\cdot p^*}=\cos\tan te$$

- **La distribuzione in p_L e' UNIFORME.**
- **Il valore minimo dell' energia del neutrino si ha quando e' emesso all' indietro nel riferimento del π caso (a):**
($\cos\theta^* = -1$) $p_{min.} = 0$;
il valore massimo quando e' emesso in avanti caso (b):
($\cos\theta^* = +1$) $p_{max} = (2p^*/m_\pi)\bullet p$



8) <u>Rivelatori:</u> Negli anni settanta I rivelatori erano delle grandi Camere a Bolle criogeniche di volume di ~ 15 m^3, immerse in intensi campi magnetici capaci di operare riempite di idrogeno o deuterio liquidi o neon. In una camera a bolle riempita di freon, chiamata Gargamelle, sono state rivelate per la prima volta le correnti neutre, vedi nelle pagine che seguono.

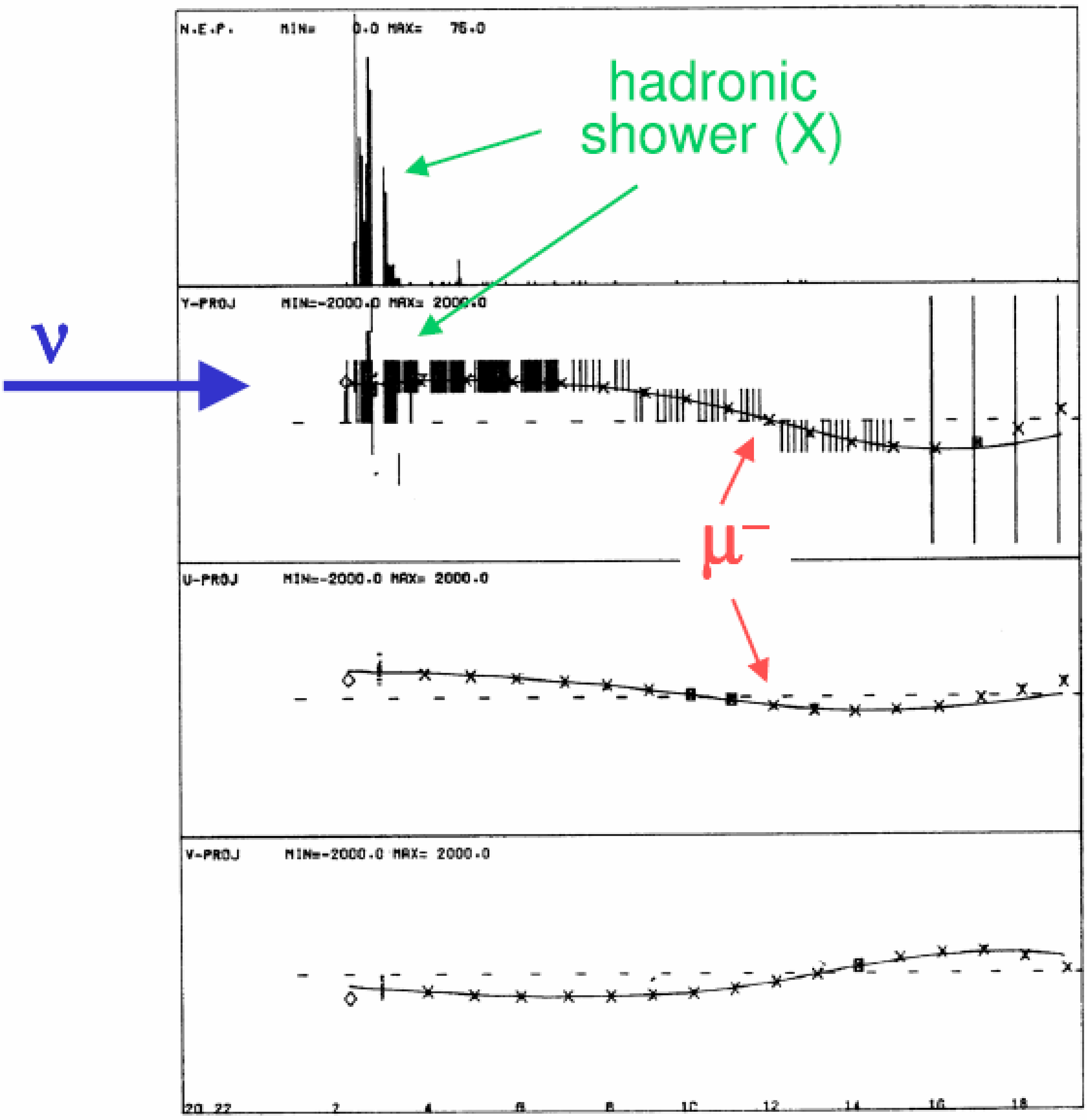
Negli anni successivi le camere a bolle furono sostituite con rivelatori di grande massa basati su metodi elettronici di misura. Nel seguito sono mostrati CDHF, Fig 6), e CHARM, Fig 7).



CDHS Neutrino Experiment (CERN)

Fig 6)

Example of DIS $\nu + Fe \rightarrow \mu^- + X$ event



A highly penetrating charged particle is the characteristic signature of a <u>muon</u>

(muons don't feel the strong interactions)
(electrons give electromagnetic showers)
(tau leptons decay very rapidly)

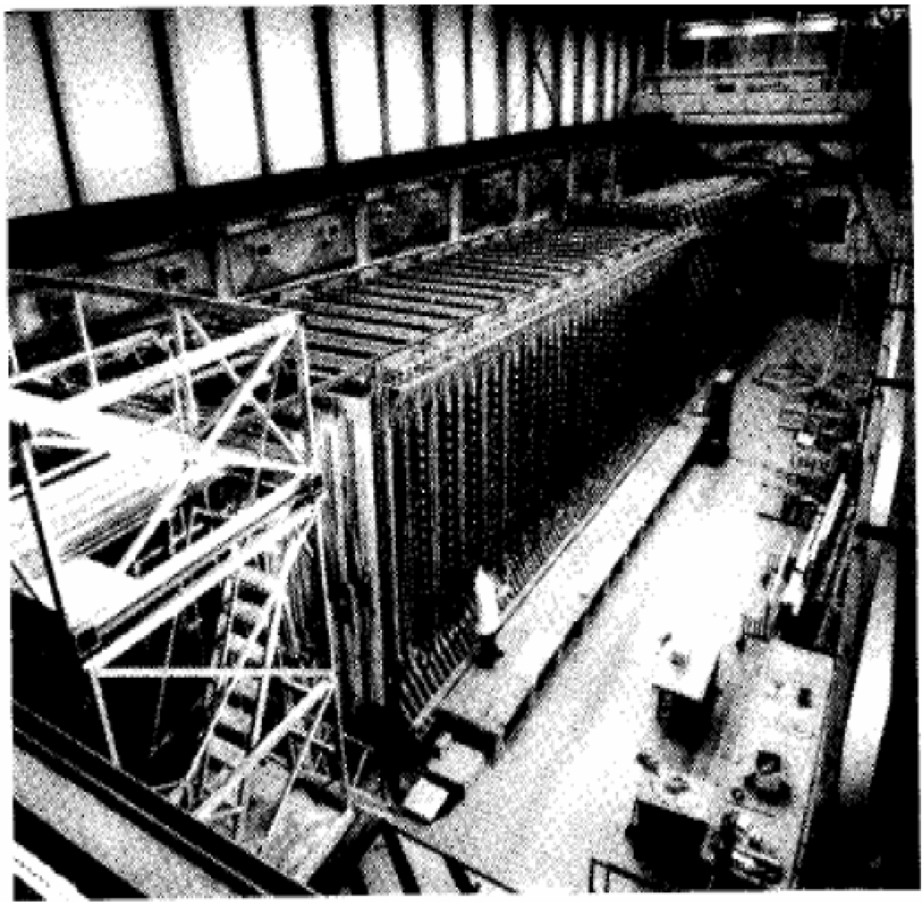


Fig 7)

CHARM

E' un Calorimetro a campionamento con caratteristiche intermedie tra:

- Il grande dettaglio delle Camere a Bolle (Gargamelle, BEBC);

-La grande massa dei calorimetri alla CDHS;

Era costituito da 78 piani di marmo ($1X_0$) + scintillatori + tubi a drift + tubi a streamer per un totale di circa 100 tons.

Prestazioni caratteristiche:

- Ottima granularita' che permette di rivelare i μ, anche di bassa energia, nello sciame adronico;

-Buona misura dell' angolo dello sciame, anche se di tipo elettromagnetico.

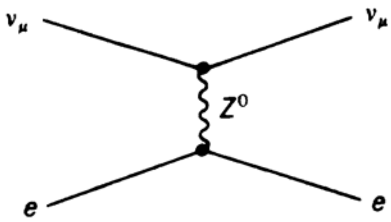
Questo lo ha reso particolarmente adatto all' analisi di eventi da corrente neutra.

Meccanismo GIM e Correnti Neutre

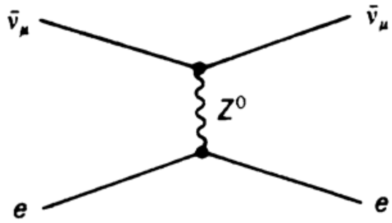
Come vedremo, una predizione chiave del Modello Standard, da ora in poi SM, sviluppato negli anni sessanta da Glashow-Weinberg-Salam era costituita dalla esistenza delle interazioni deboli mediate da un bosone neutro, lo Z^0 e che vennero chiamate “correnti deboli”.
Nel SM lo Z^0 NON cambia il sapore dei leptoni e dei quark.
Ricordiamo che il meccanismo di GIM, introducendo il quark charm, era stato inventato per eliminare dalle reazioni i contributi di corrente neutra con cambiamento di sapore dei quark e leptoni.
I valori sperimentali dei decadimenti $K^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ e $K^+ \rightarrow \mu^+\nu_e$ fornivano l’ evidenza della ASSENZA di “ strangeness changing neutral current.

$$\frac{BR(K^0 \rightarrow \mu^+\mu^-)}{BR(K^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu)} = \frac{7 \times 10^{-9}}{0.64} \approx 10^{-8}$$

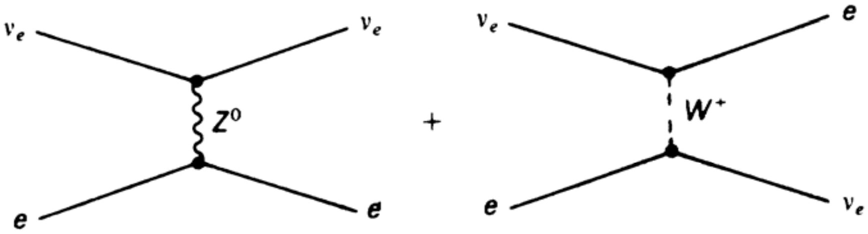
Naturalmente GIM elimina SOLO I termini di corrente neutra con cambio di stranezza ma rimangano ovviamente, vedi I grafici che seguono, termini di corrente neutra:



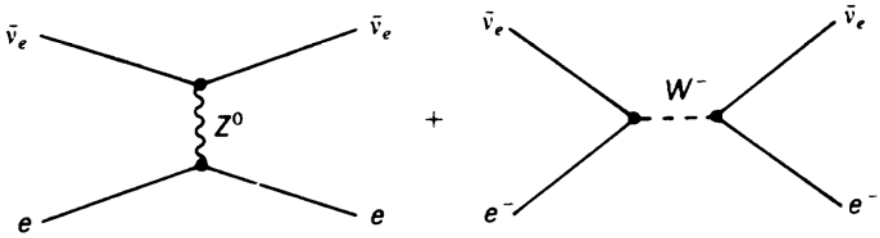
(i) $\nu_\mu e \rightarrow \nu_\mu e$



(ii) $\bar{\nu}_\mu e \rightarrow \bar{\nu}_\mu e$



(iii) $\nu_e e \rightarrow \nu_e e$



(iv) $\bar{\nu}_e e \rightarrow \bar{\nu}_e e$

Prime ricerche di Correnti Neutre

Le ricerche di eventi da corrente neutre erano iniziate nei primi anni sessanta quando la teoria elettrodebole di Glashow-Weinberg-Salam ancora si pensava non fosse "rinormalizzabile".
Processi di correnti deboli NON erano stati trovati nei processi $K^+ \to \pi^+ e^+ e^-$ e $K_L^0 \to \mu^+ \mu^-$

Le ricerche erano state limitate a correnti neutre con cambiamento di stranezza. Difatti se la stranezza NON e' cambiata e le reazioni vanno via scambio di uno Z^0, allora nella gran parte dei casi puo' essere scambiato anche un fotone e l' effetto dello Z^0 e' MASCHERATO dall' effetto elettromagnetico che e' molto piu' grande.

Un modo per EVITARE questo fu quello di studiare gli urti da neutrino con l' emissione di uno Z^0. Questo processo NON puo' ACCADERE via scambio di un fotone PERCHE' iL NEUTRINO NON SI ACCOPPIA AL FOTONE !!
La SEGNATURA per questo processo e' data DALLA ASSENZA DI UN LEPTONE CARICO NELLO STATO FINALE !!

- **Motivati dalle notizie che la Teoria dello SM era rinormalizzabile, nel 1971 gli sperimentali da entrambi i lati dell' Atlantico iniziarono una nuova " caccia " alle correnti neutre.**

Sheldon Glashow

Steven Weinberg

Abdus Salam

Nota Storica: Nel 1960 al CERN esperimenti “pionieri” nella fisica delle interazioni da neutrino usando una camera a liquido pesante avevano cercato correnti neutre.
Sfortunatamente trovarono che il rapporto tra correnti neutre e cariche era minore del 3%. Un valore molte volte piu’ piccolo di quellllo oggi misurato.
Questo errore fu alla fine scoperto e corretto ma il nuovo limite del 12% rinforzato da nuovi dati NON fu pubblicato che nel 1970.
Questo limite falso del 3% NON fermo’ le idee di Glashow, Weinberg e Salam.

Scoperta delle Correnti Neutre

⇒ Come abbiamo visto al terzo anno, esperimenti con neutrini da acceleratore diedero la prima evidenza della diversa natura dei neutrini μ rispetto ai neutrini e. Gli eventi trovati erano eventi di corrente carica della forma:

$$\nu_\mu + N \to \mu^- + X$$
$$\nu_e + N \to e^- + X$$

Con interazioni corrispondenti per antineutrini e dove X indica lo stato finale adronico.

⇒ Nel 1973 l' esistenza di interazioni da neutrini SENZA UN LEPTONE CARICO nello stato finale furono scoperti a Gargamelle al CERN. Vennero per questo chiamate Correnti Neutre.
Questi eventi sono spiegati dalle reazioni seguenti:

$$\nu_\mu + N \to \nu_\mu + X$$
$$\bar{\nu}_\mu + N \to \bar{\nu}_\mu + X$$
$$\nu_\mu + e^- \to e^- + \nu_\mu$$
$$\bar{\nu}_\mu + e^- \to e^- + \bar{\nu}_\mu$$

Nelle figure che seguono vediamo: la camera a bolle Gargamelle, Fig 8) e 9), ed alcuni eventi : Fig 10), 11), 12).

Gargamelle

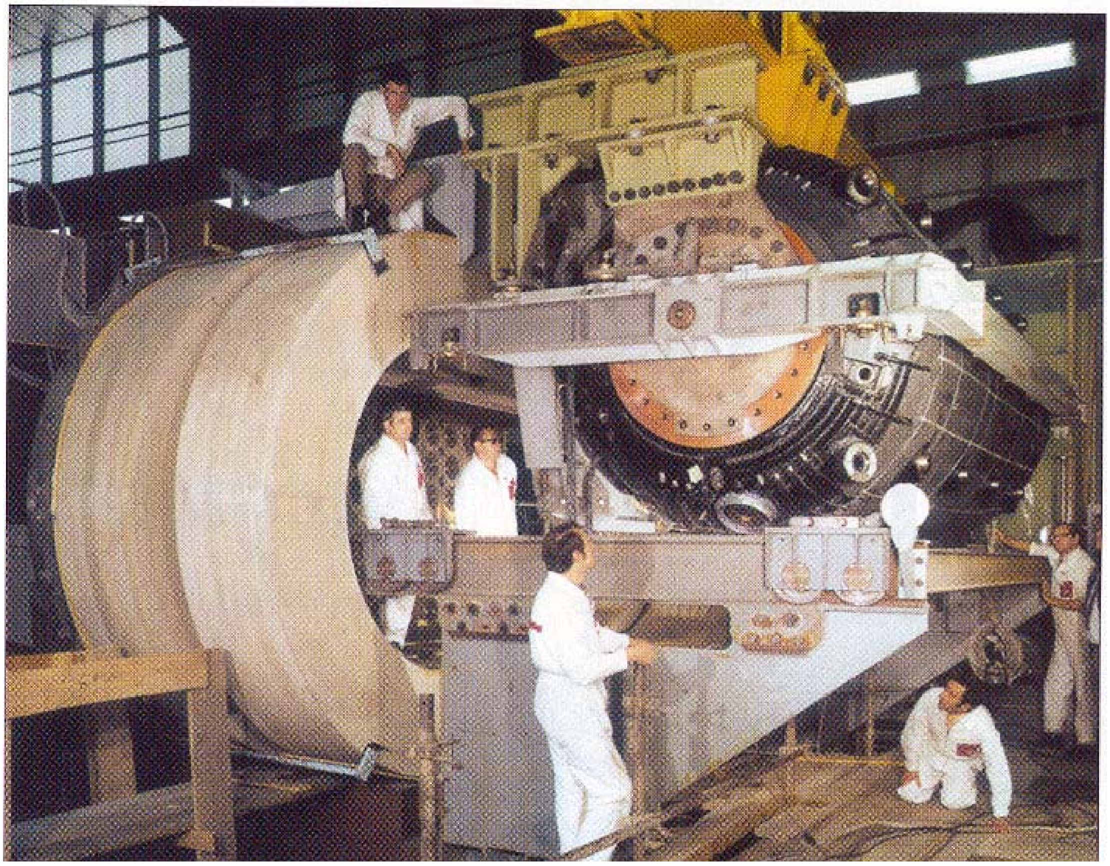


Fig 8)

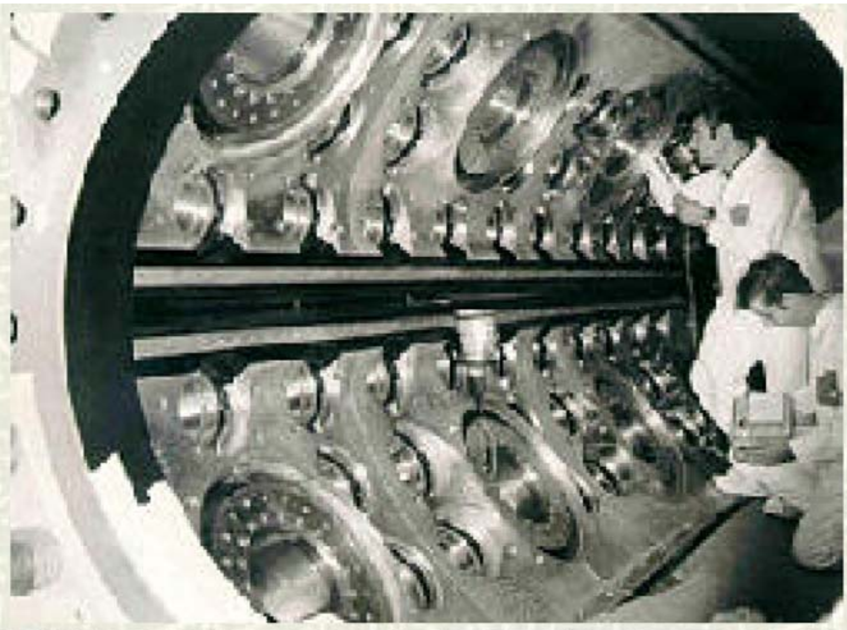


Fig 9)
Gargamelle era riempita con 15 tons di Freon (CF_3Br).

Primo evento di Corrente Neutra: Gargamelle (1973)

$$\bar{\nu}_\mu + e^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu + e^-$$

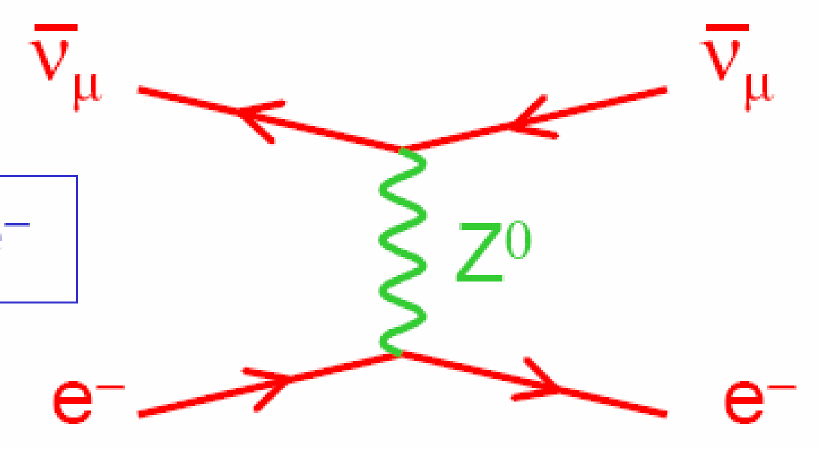
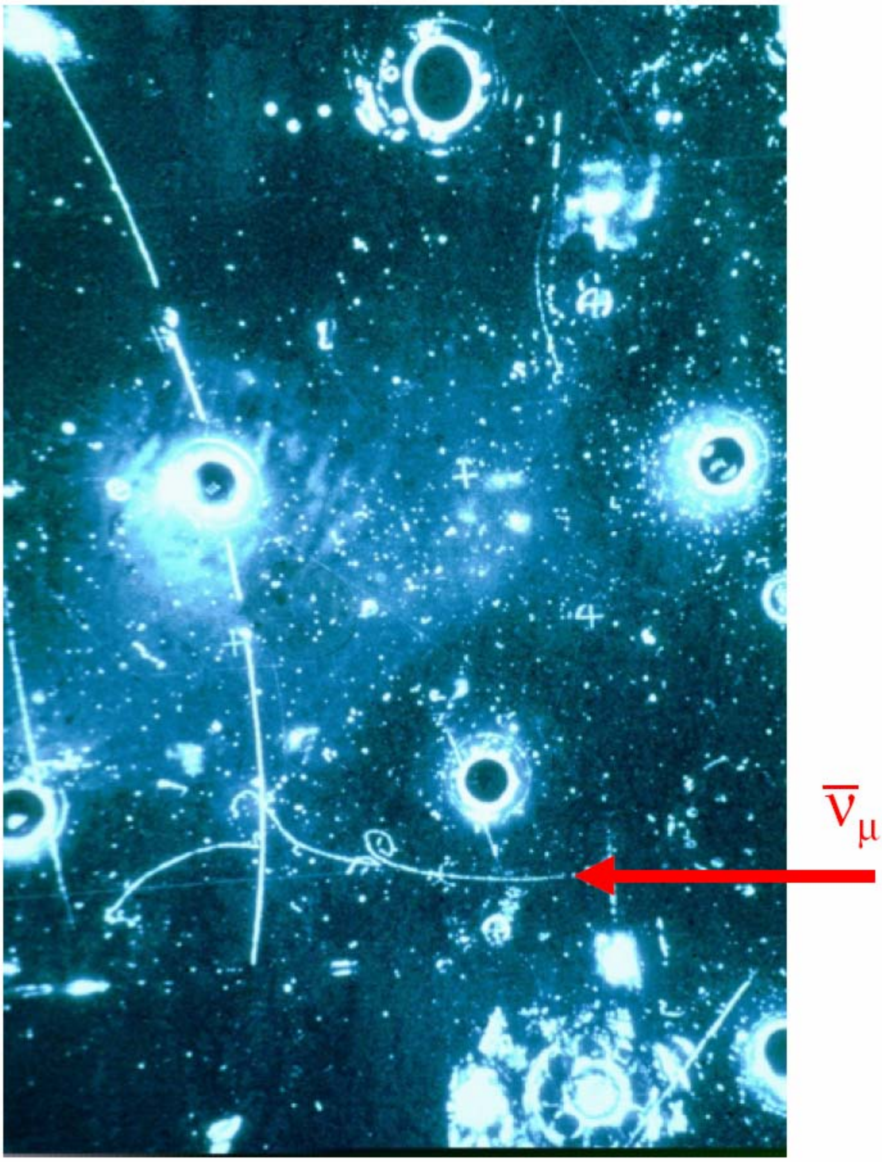


Fig 10)



Interazione di Corrente Carica:

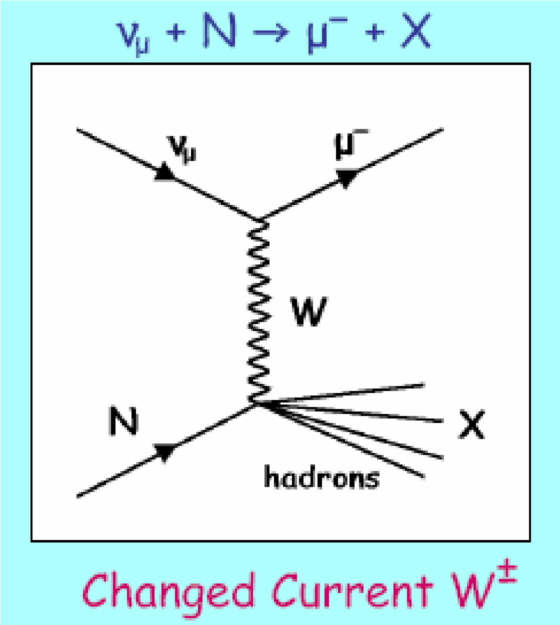


Fig 11) : Corrente. Carica

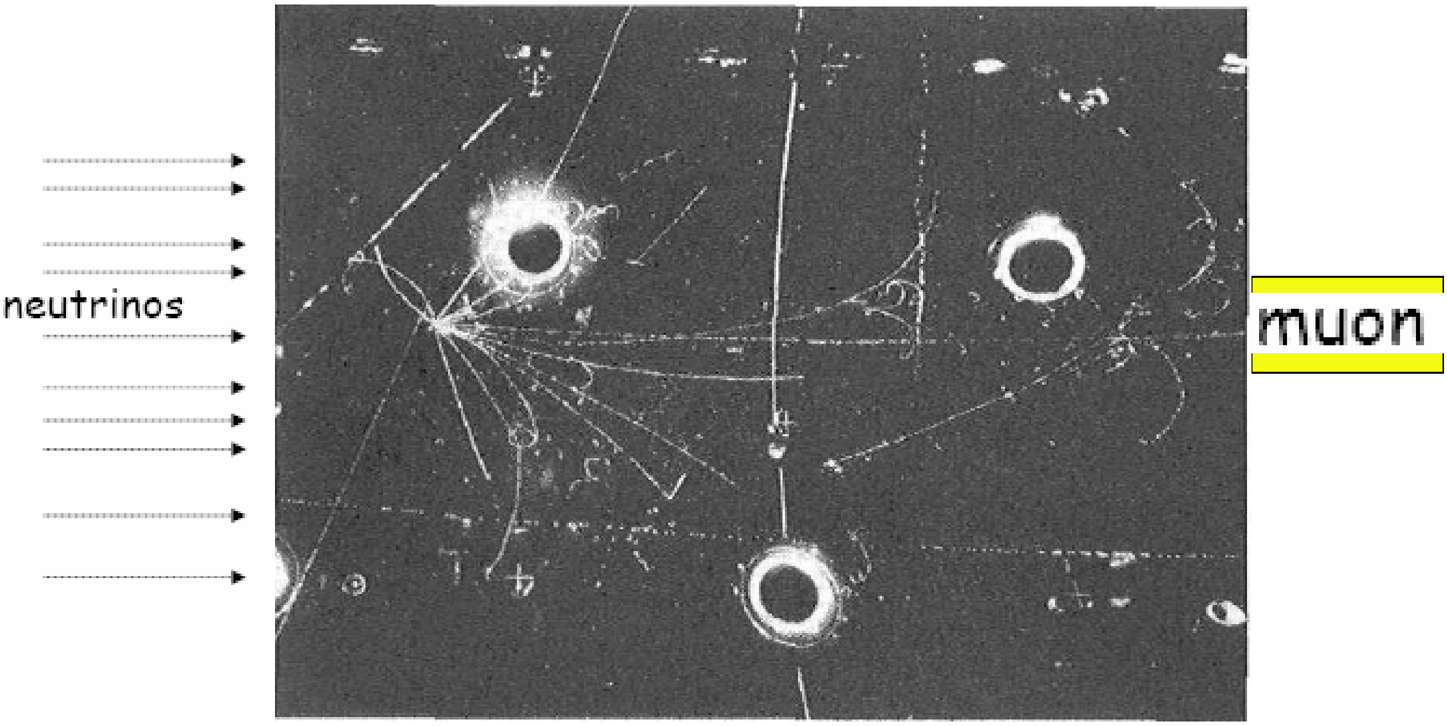
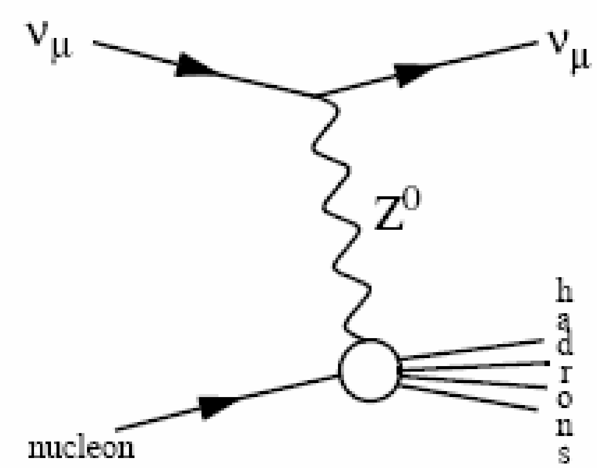


Fig 12) Corrente neutra



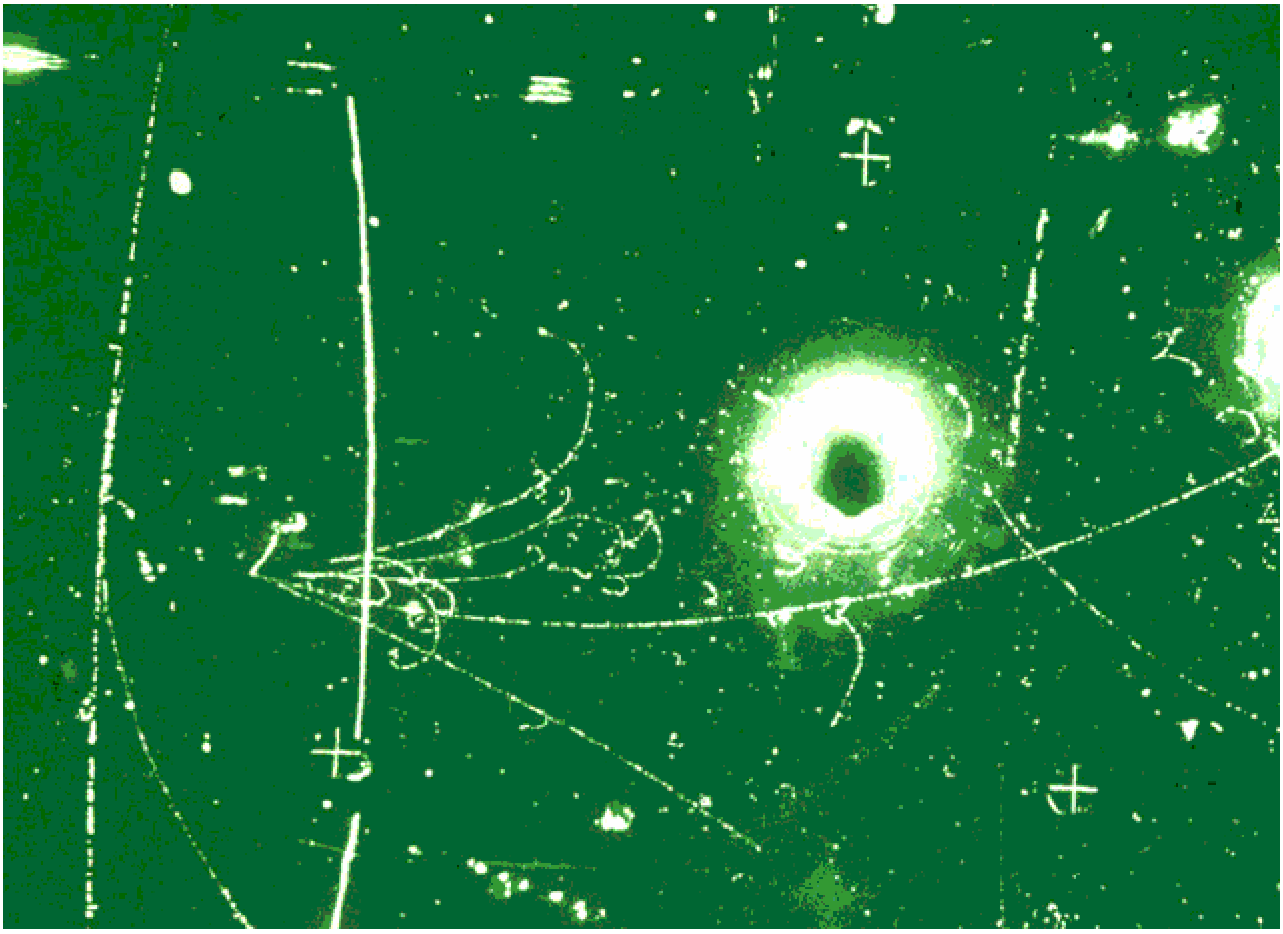


Figure 79: One of the first neutral current reactions as seen by the Gargamelle bubble chamber experiment in 1973.

Risultati di Gargamelle

⇒ Criteri di Selezione:

- Volume di fiducia 3 m^3;
- Reazioni di Correnti Neutre se:
  i) nessun muone; ii) tutte le tracce cariche Dentro il volume di fiducia;
- Reazioni di Correnti Cariche se:
  i) una traccia di mu chiaramente visibile; ii) il mu DEVE uscire dal rivelatore.

⇒ Risultati:

- Con un beam di neutrini: 102 NC; 428 CC; 15 eventi da neutrone.
- Con un beam di antineutrini: 64 NC, 148 CC, 12 eventi da neutrone.
- Fondo: dovuto a netroni prodotti da interazioni di neutrini di corrente carica sulla armatura della camera.

⇒ **Da cui si ottiene:** $\left(\frac{NC}{CC}\right)_{\nu} = 0.21 \pm 0.03$ $\quad \left(\frac{NC}{CC}\right)_{\bar{\nu}} = 0.45 \pm 0.09$

L' Angolo di Weinberg

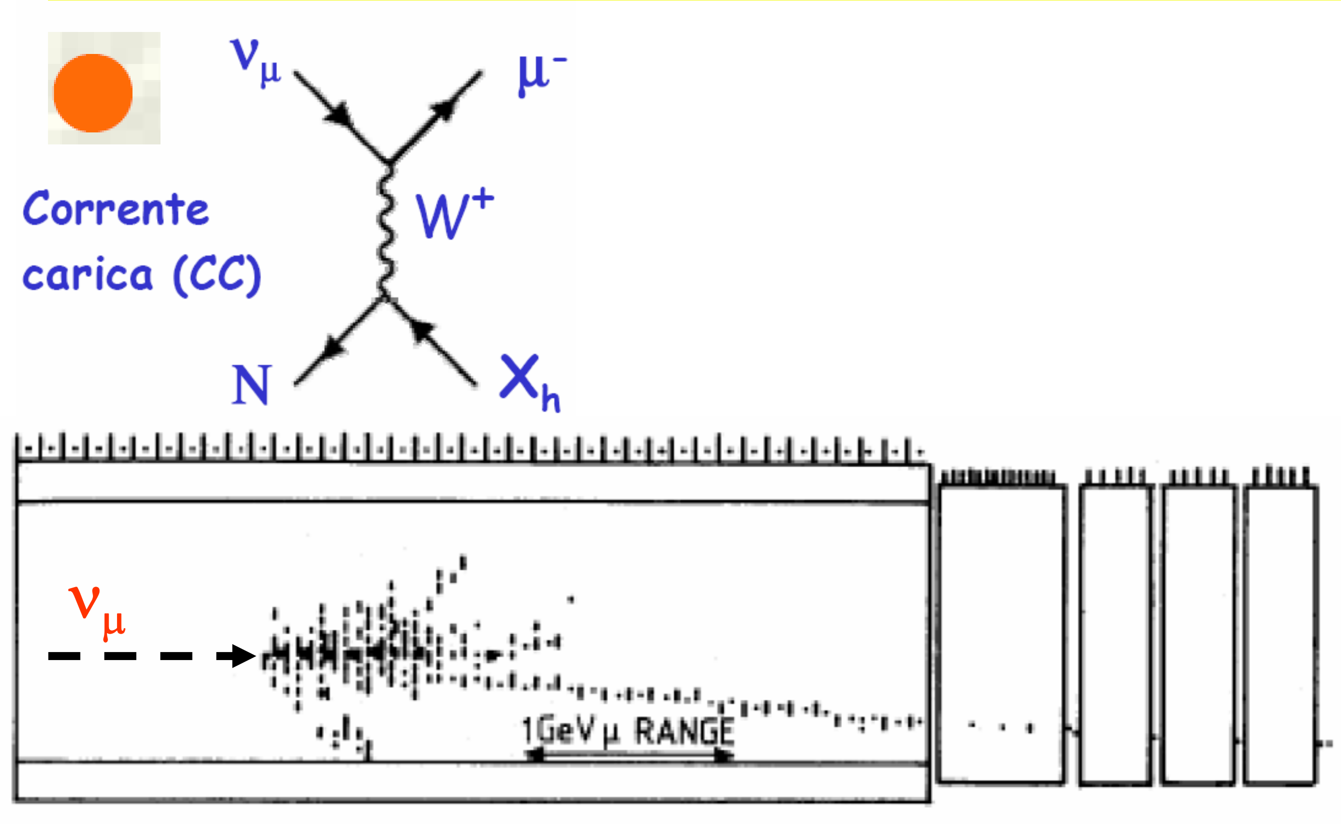
⇒La scoperta delle Correnti Neutre rappresento' una formidabile conferma sperimentale della Teoria delle Interazioni Deboli.

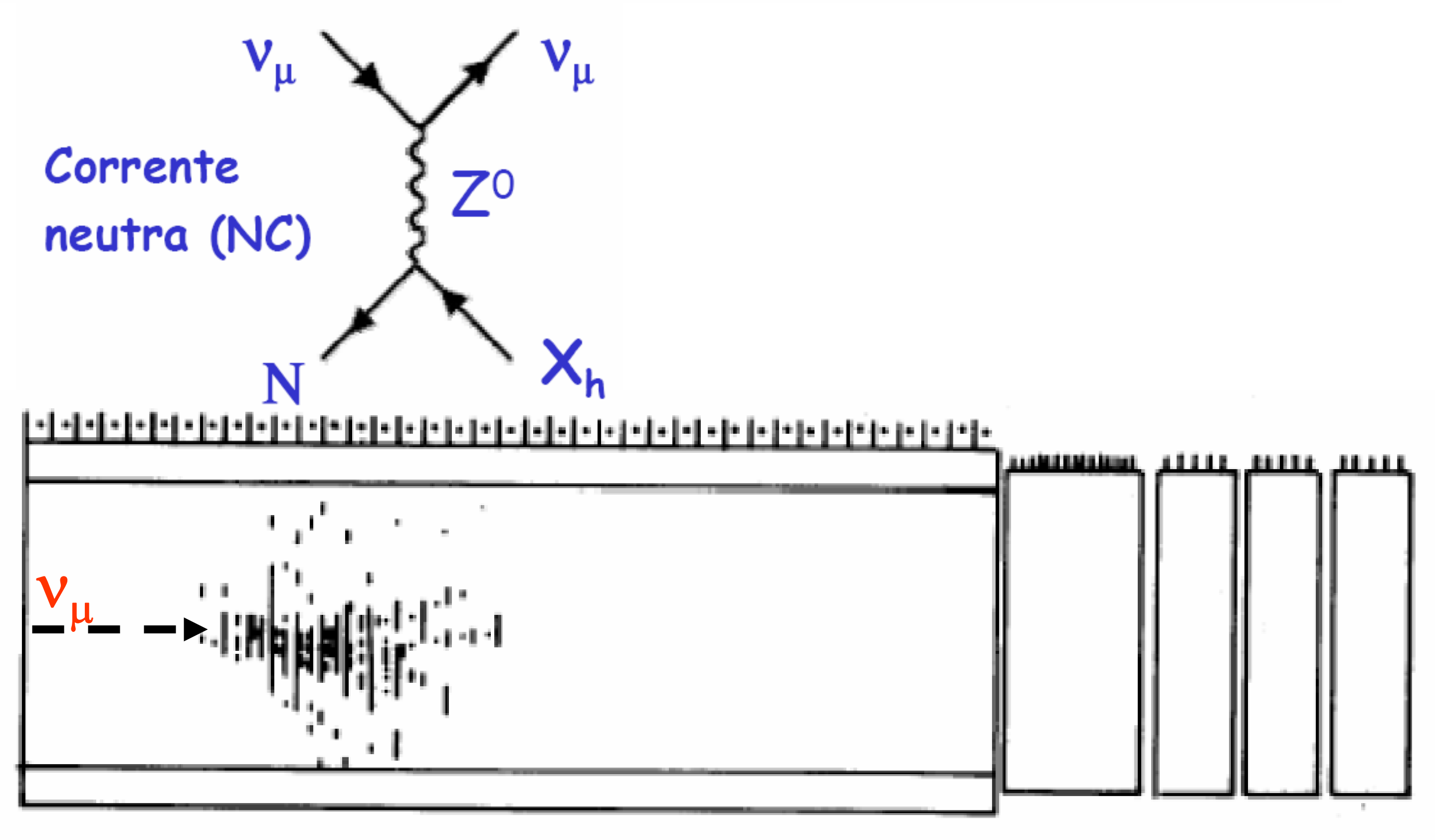
⇒ Utilizzando la relazione che lega (NC/CC) al parametro libero della teoria, l' angolo di Weinberg (vedi in seguito), fu possibile stimare le masse dei bosoni W e Z e, come vedremo, realizzare esperimenti per la loro scoperta diretta. Gargamelle stima $\sin^2\theta_W$ tra 0.3 e 0.4.
Misure realizzate dalle Collaborazioni CDHS, CHARM e BEBC trovarono 0.3 per i neutrini e 0.38 per gli antineutrini.

⇒ **Risultati recenti trovano:** $\sin^2 \vartheta_W = 0.2312 \pm 0.0002$

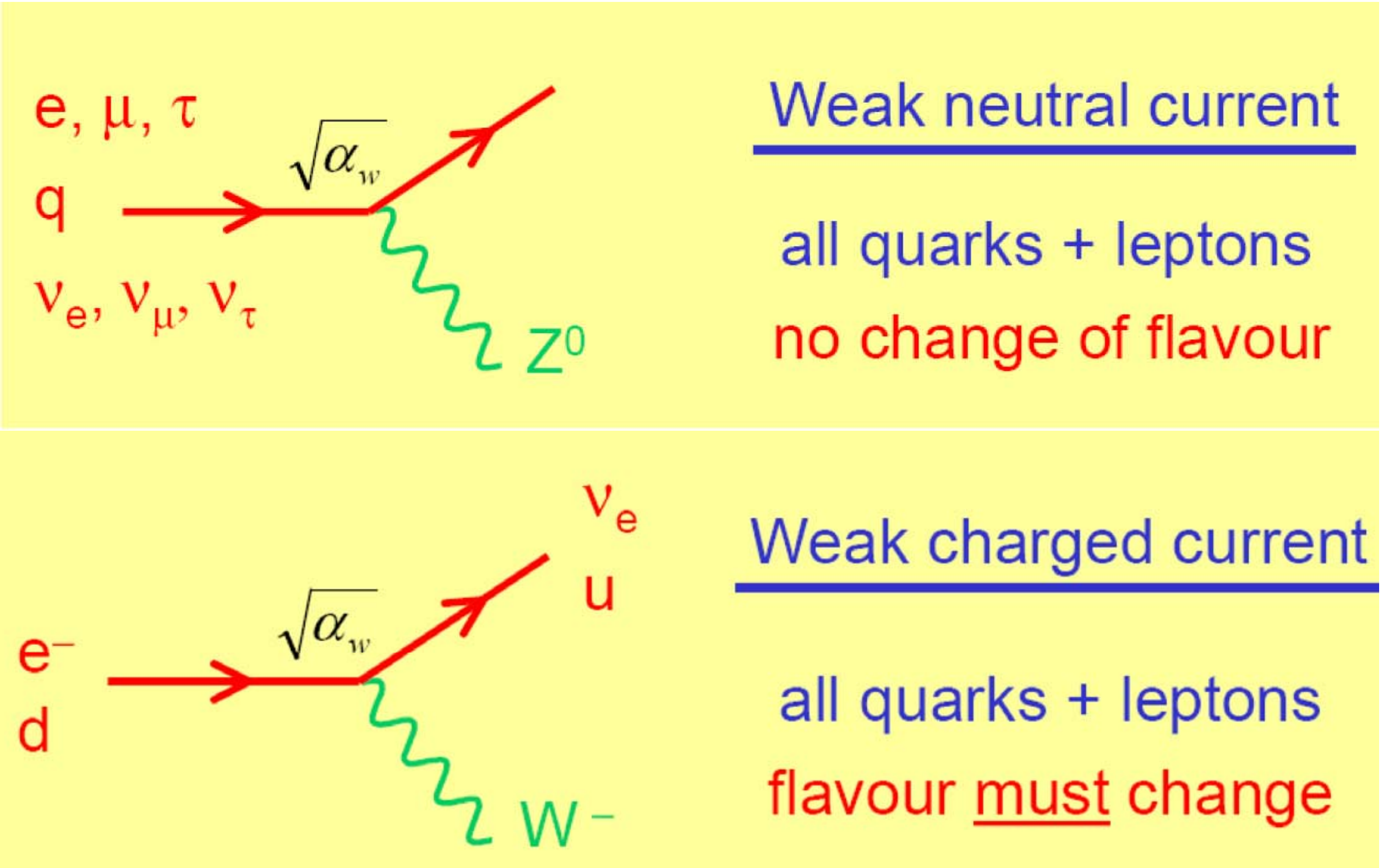
⇒ Con questo valore si trova: M_W = 80 GeV; M_Z = 91 GeV

Correnti Cariche e Neutre viste da CHARM





SM vertex: Weak interaction



Negli appunti che seguono sono riassunti gli argomenti dei paragrafi, specificati nella Bibliografia alla fine di questo capitolo, dei capitoli 12, 13 e 14 del Burcham and Jobes: Nuclear and Particle Physics.

Nota Bene

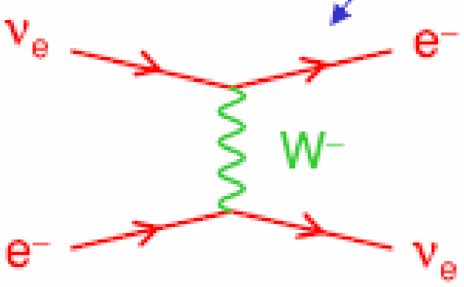
Negli appunti che seguono sono riassunti gli argomenti dei paragrafi, specificati nella Bibliografia alla fine di questo capitolo, dei capitoli 12, 13 e 14 del Burcham and Jobes: Nuclear and Particle Physics.

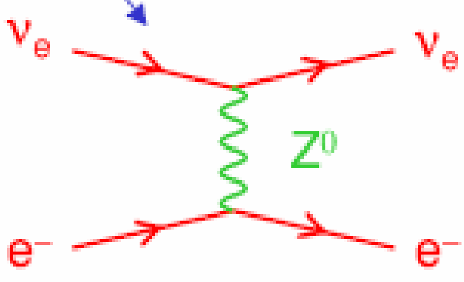
Neutrino Cross Sections

Come punto di partenza per lo studio dello scattering ν-N prendiamo come modello lo scattering ν-e.

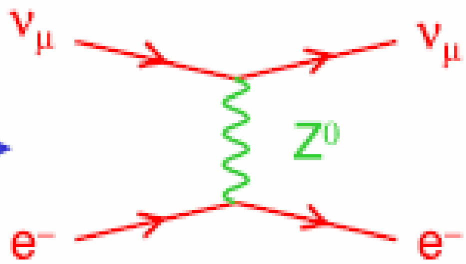
- Scattering from atomic electrons :

$$\boxed{\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^-}$$





$$\boxed{\begin{array}{l} \nu_\mu + e^- \rightarrow \nu_\mu + e^- \\ \nu_\tau + e^- \rightarrow \nu_\tau + e^- \end{array}}$$



$\Rightarrow$ Smaller cross section for ν_μ, ν_τ

(since no W diagram) (by factor ~ 7)

Inelastic:

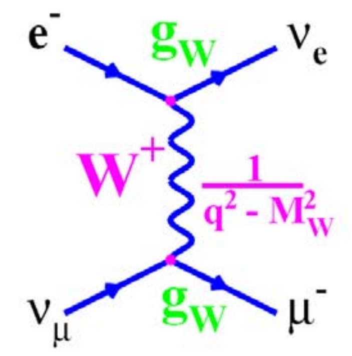
$\nu_\mu + e^- \rightarrow \nu_e + \mu^-$ (11 GeV)

$\nu_\tau + e^- \rightarrow \nu_e + \tau^-$ (3000 GeV)

$\Rightarrow$ High energy thresholds for ν_μ, ν_τ

Scattering neutrino-elettrone

⇒La diffusione neutrino-elettrone e' un processo fra particelle libere, elementari, che avviene esclusivamente tramite interazione debole. Vediamo quanto "deboli" e perche' sono deboli queste interazioni . Consideriamo la diffusione di ν_μ o di anti-ν_μ perche' esso puo' avvenire SOLO tramite lo scambio di un bosone W (**) :



Calcoliamo la sezione d' urto con argomenti dimensionali:

i) per piccoli q^2 σ sara' proporzionale a G_F^2;

ii) inoltre la scala caratteristica delle lunghezze, $\hbar c$, e dell' energia, s, devono apparire a dare le giuste dimensioni di area.

$$\sigma = \frac{G_F^2}{\pi(\hbar c)^4} \cdot s$$

Dove s, calcolata nel laboratorio vale: $s(Lab) = 2m_e c^2 \cdot E_\nu$

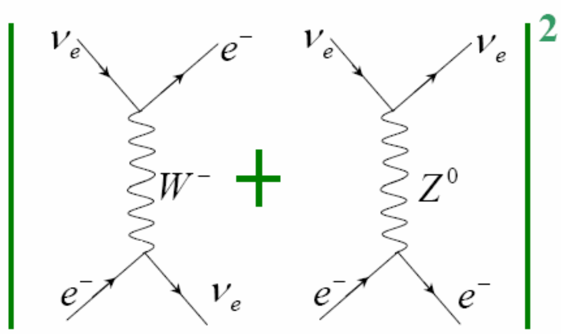
da cui la sezione d' urto espressa nel lab vale:

$$\sigma_{lab} = 1.7 \cdot 10^{-41} cm^2 \cdot E_\nu \cdot \frac{1}{GeV}$$

⇒ Per grandi impulsi trasferiti la σ tende ad un valore costante :

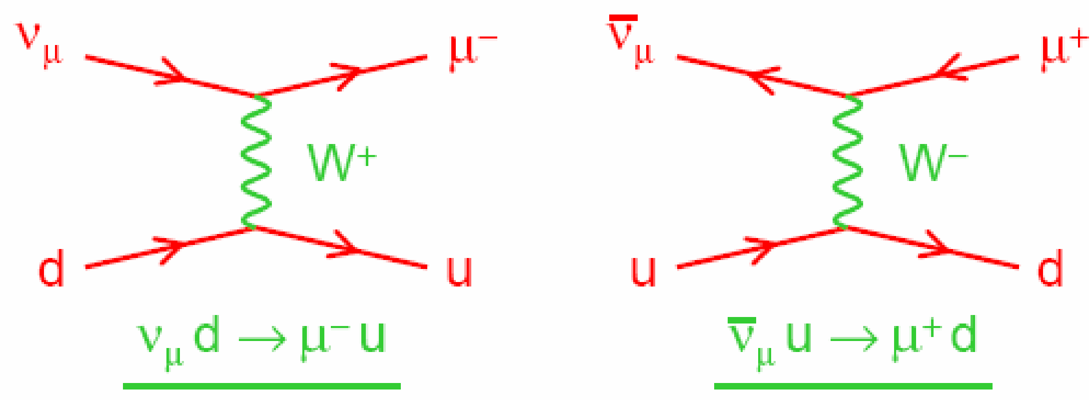
$$\sigma = \frac{G_F^2}{\pi(\hbar c)^4} \cdot \frac{M_W^2 c^4}{s + M_W^2 c^4} \cdot s$$

(**) Calcolare la sezione d' urto per ν_e – e e' piu' complicato poiche' sia lo scambio dello Z e del W danno lo stesso stato finale: dobbiamo sommare le ampiezze ed otteniamo la sezione d' urto dal modulo quadro delle stesse:

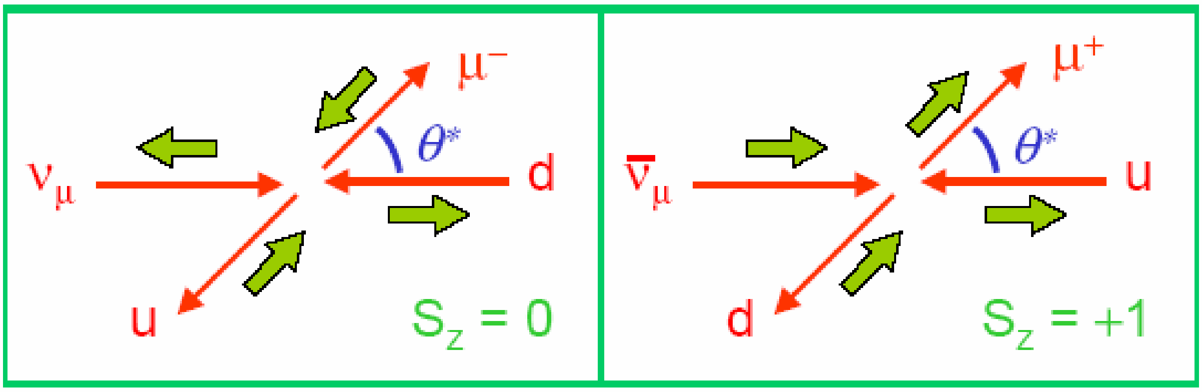


Scattering da Neutrino su quark nel Nucleone

- **Per ν e $\bar{\nu}$ scattering su u,d quark nel nucleone, I diagrammi al primo ordine sono:**



- **Nel centro di massa avremo:**



$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{G_F^2}{4\pi^2}\hat{s}$$

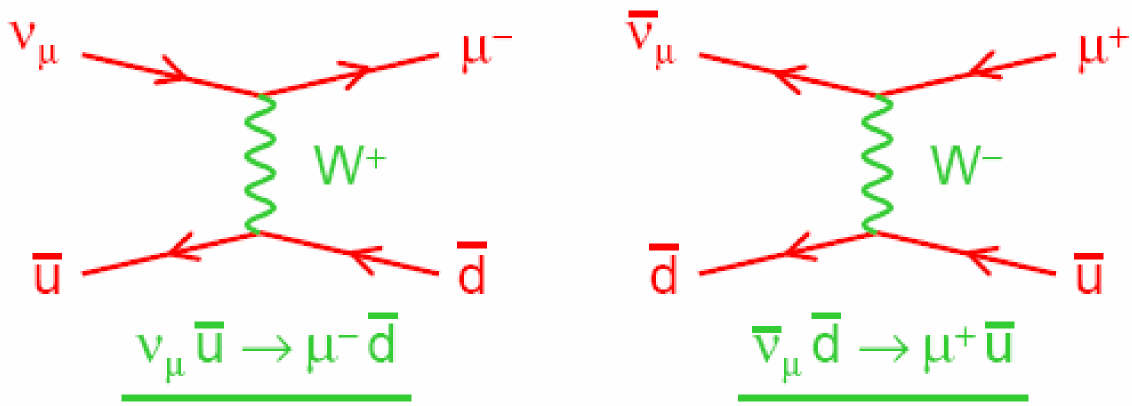
$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{G_F^2}{16\pi^2}\hat{s}\,(1+\cos\theta^*)^2$$

isotropo

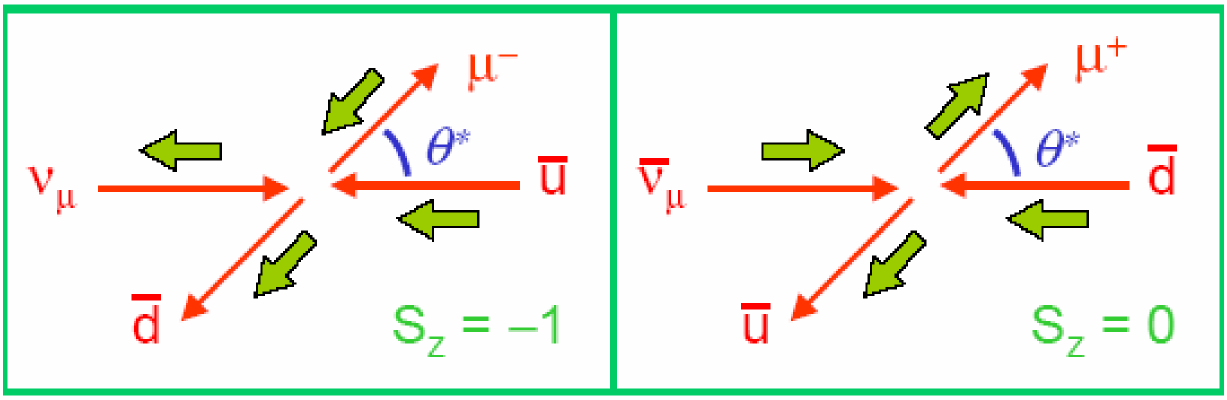
extra factor $\frac{1}{4}(1+\cos\theta^*)^2$

$$\hat{s} = (p_1 + p_2)^2 = (\nu q \text{ cms energy})^2$$

Scattering da Neutrino su antiquark nel nucleone



- **Nel centro di massa:**



$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{G_F^2}{16\pi^2} \hat{s} \, (1 + \cos\theta^*)^2$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{G_F^2}{4\pi^2} \hat{s}$$

- **In funzione della variabile di scaling y, dove** $y = \frac{1}{2}(1 - \cos\theta^*)$ **abbiamo:**

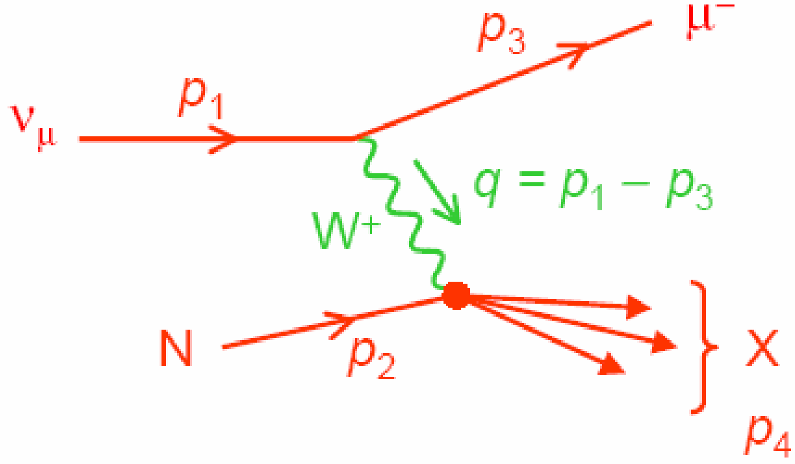
$$\frac{d\sigma}{dy} = \frac{G_F^2}{\pi} \hat{s} \, (1 - y)^2$$

$$\frac{d\sigma}{dy} = \frac{G_F^2}{\pi} \hat{s}$$

Deep Inelastic ν Scattering

e.g.

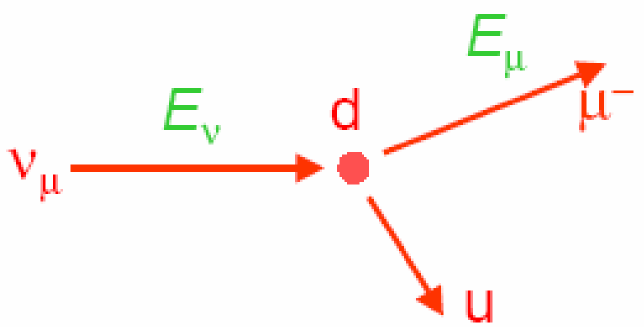
$\nu_\mu N \rightarrow \mu^- X$



Scegliamo x e y come variabili indipendenti e invarianti di Lorentz:

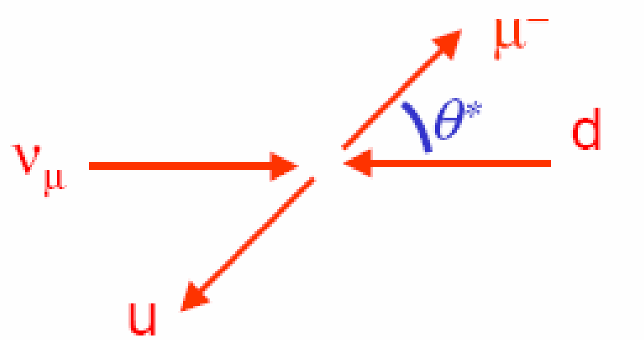
$$x \equiv \frac{-q^2}{2M\nu} \qquad y \equiv \frac{p_2 . q}{p_2 . p_1} \qquad 0 < x < 1 \qquad 0 < y < 1$$

lab frame



$$y = \frac{E_\nu - E_\mu}{E_\nu} = \frac{\nu}{E_\nu}$$

νq cms frame



$$y = \frac{1}{2}(1 - \cos\theta^*)$$

Riassumiamo la cinematica del DIS

⇒ **Introduciamo quattro variabili, invarianti di Lorentz, per descrivere il Deep Inelastic Scattering:**

$$Q^2 = -q^2 = -(p_1 - p_3)^2$$

$$x \equiv \frac{-q^2}{2M\nu} \qquad y \equiv \frac{p_2 . q}{p_2 . p_1} \qquad \nu \equiv \frac{p_2 . q}{M}$$

Con inoltre l' energia totale del centro di massa guardata νp (o ep) : $s = (p_1 + p_2)^2$ **considerata fissa.**

- **Solo DUE tra Q^2, ν, x, y sono indipendenti legate tra di loro da:**

$$x = \frac{Q^2}{2M\nu} \qquad y = \frac{2M\nu}{s - M^2}$$

- **Ogni coppia di esse puo' essere usata con l' eccezione di y e ν.**

⇒ **Nel sistema di riferimento del protone si ha:** $p_2 = (M, 0, 0, 0)$

$$Q^2 = 4E_1 E_3 \sin^2\frac{\theta}{2} \qquad y = \frac{E_1 - E_3}{E_1}$$

$$\nu = E_1 - E_3 \qquad s = M(2E_1 + M)$$

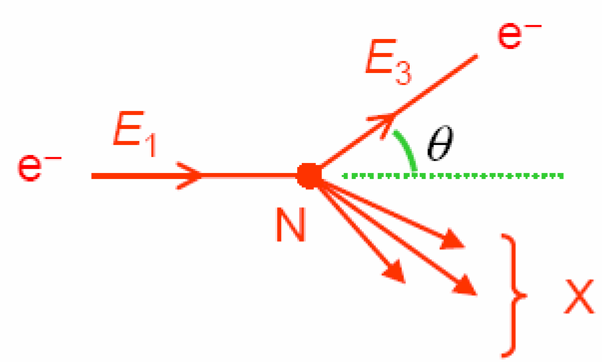
⇒ **Nel sistema di riferimento νp si ha:**

$$y = \frac{1}{2}(1 - \cos\theta^*)$$

Nel caso del DIS Elettromagnetico $ep \to eX$ abbiamo trovato:

- L' espressione piu' generale (model-independent) per la sezione d' urto nel sistema di riferimento del laboratorio:

$$\frac{d^2\sigma}{dE_3 d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4E_1^2 \sin^4\theta/2}\left(\frac{F_2(\nu,q^2)}{\nu}\cos^2\frac{\theta}{2} + \frac{2F_1(\nu,q^2)}{M}\sin^2\frac{\theta}{2}\right)$$



$$Q^2 \equiv -q^2 = 4E_1E_3\sin^2\frac{\theta}{2}$$

$$\nu = E_1 - E_3$$

$$d\Omega = 2\pi\, d\cos\theta$$

- **Questa puo' essere trasformata nella forma esplicitamente Lorentz-invariante:**

$$\frac{d^2\sigma^{ep}}{dxdy} = \frac{4\pi\alpha^2(s-M^2)}{Q^4}\left[\left(1-y-\frac{M^2xy}{s-M^2}\right)F_2(x) + \frac{y^2}{2}2xF_1(x)\right]$$

Ad alta energia (s >> M2):

$$\frac{d^2\sigma^{ep}}{dxdy} = \frac{4\pi\alpha^2 s}{Q^4}\left[(1-y)F_2(x) + \frac{y^2}{2}2xF_1(x)\right]$$

Nel caso del DIS da int. di neutrini $\nu p \to eX, \mu X, \tau X$: abbiamo:

- La sezione d' urto e' la stessa tranne che per :

1) $4\pi\alpha^2/Q^4 \to G_F^2/2\pi$

2) C' e' bisogno di una terza funzione di struttura (F3) per tener conto della violazione della parita o in altre parole della interferenza tra le correnti vettoriali e assiali.'

$$\frac{d^2\sigma^{\nu p}}{dxdy} = \frac{G_F^2 s}{2\pi}\left[(1-y)F_2^{\nu p}(x) + \frac{y^2}{2}2xF_1^{\nu p}(x) + y\left(1-\frac{y}{2}\right)xF_3^{\nu p}(x)\right]$$

$$\frac{d^2\sigma^{\bar{\nu} p}}{dxdy} = \frac{G_F^2 s}{2\pi}\left[(1-y)F_2^{\bar{\nu} p}(x) + \frac{y^2}{2}2xF_1^{\bar{\nu} p}(x) - y\left(1-\frac{y}{2}\right)xF_3^{\bar{\nu} p}(x)\right]$$

Piu' espressioni simili per:

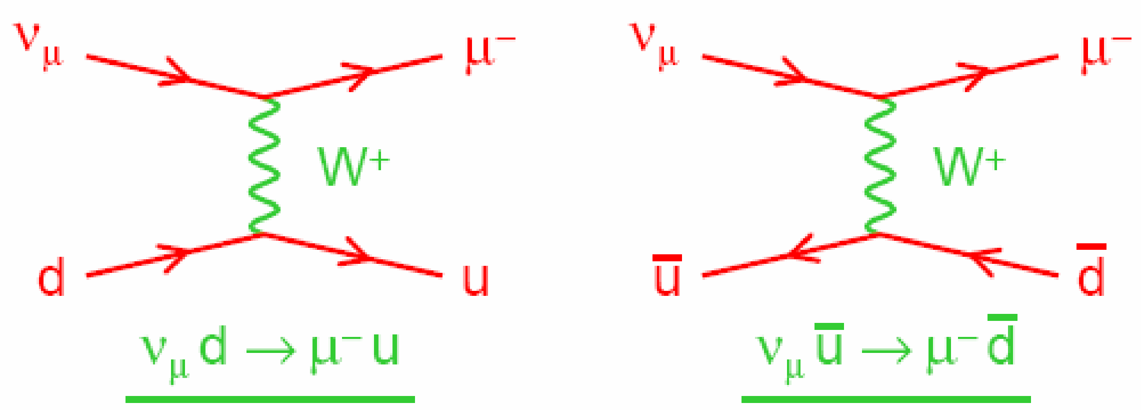
$$\frac{d^2\sigma^{\nu n}}{dxdy} = \frac{G_F^2 s}{2\pi}\left[(1-y)F_2^{\nu n}(x) + \frac{y^2}{2}2xF_1^{\nu n}(x) + y\left(1-\frac{y}{2}\right)xF_3^{\nu n}(x)\right]$$

$$\frac{d^2\sigma^{\bar{\nu} n}}{dxdy} = \frac{G_F^2 s}{2\pi}\left[(1-y)F_2^{\bar{\nu} n}(x) + \frac{y^2}{2}2xF_1^{\bar{\nu} n}(x) - y\left(1-\frac{y}{2}\right)xF_3^{\bar{\nu} n}(x)\right]$$

- In generale , F1, F2, F3 dipendono sia da x che da y

Per lo Scaling di Bjorken $\Rightarrow$ diventano funzioni SOLO di x

Modello a Partoni per lo scattering νp



$d(x)\cdot dx = numero\ di$ quark d con frazione di impulso x

$\bar{u}(x)\cdot dx = numero\ di$ quark ū con frazione di impulso x

$$\frac{d\sigma}{dy} = \frac{G_F^2}{\pi}\hat{s}\cdot d(x)dx \qquad \frac{d\sigma}{dy} = \frac{G_F^2}{\pi}\hat{s}(1-y)^2\cdot\bar{u}(x)dx$$

$$\Rightarrow \quad \frac{d^2\sigma}{dxdy} = \frac{G_F^2}{\pi} sx\, d(x) \qquad \frac{d^2\sigma}{dxdy} = \frac{G_F^2}{\pi} sx(1-y)^2\,\bar{u}(x)$$

Dove :

$$\left.\begin{array}{l} \hat{s} = \nu q\ (\text{cms energy})^2 \\ s = \nu p\ (\text{cms energy})^2 \end{array}\right\} \Rightarrow \quad \hat{s} = sx$$

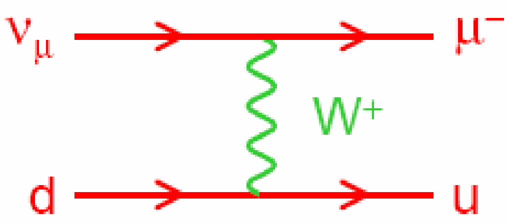
- **In totale :**

$$\boxed{\frac{d^2\sigma^{\nu p}}{dxdy} = \frac{G_F^2}{\pi} sx\left[d(x) + (1-y)^2\,\bar{u}(x)\right]}$$

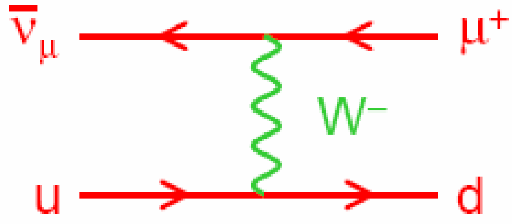
- **Per gli anti-neutrini :**

$$\boxed{\frac{d^2\sigma^{\bar{\nu} p}}{dxdy} = \frac{G_F^2}{\pi} sx\left[(1-y)^2 u(x) + \bar{d}(x)\right]}$$

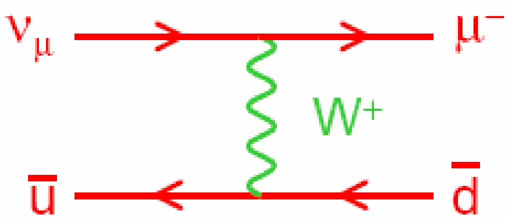
ν	$\bar{\nu}$



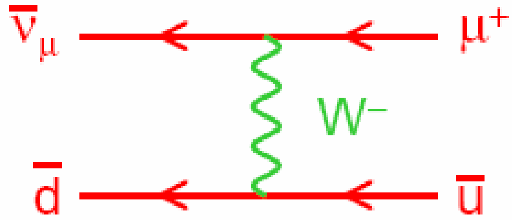
$$\frac{d\sigma}{dy} = \frac{G_F^2}{\pi}\hat{s}$$



$$\frac{d\sigma}{dy} = \frac{G_F^2}{\pi}\hat{s}(1-y)^2$$



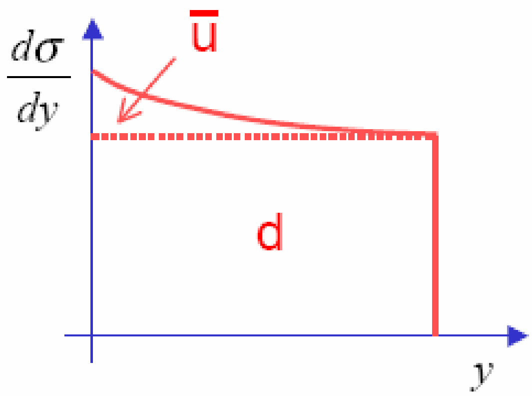
$$\frac{d\sigma}{dy} = \frac{G_F^2}{\pi}\hat{s}(1-y)^2$$

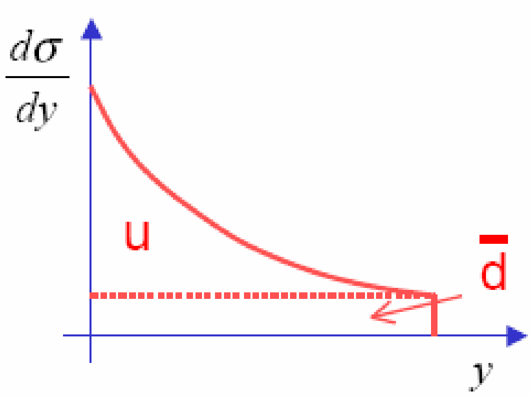


$$\frac{d\sigma}{dy} = \frac{G_F^2}{\pi}\hat{s}$$

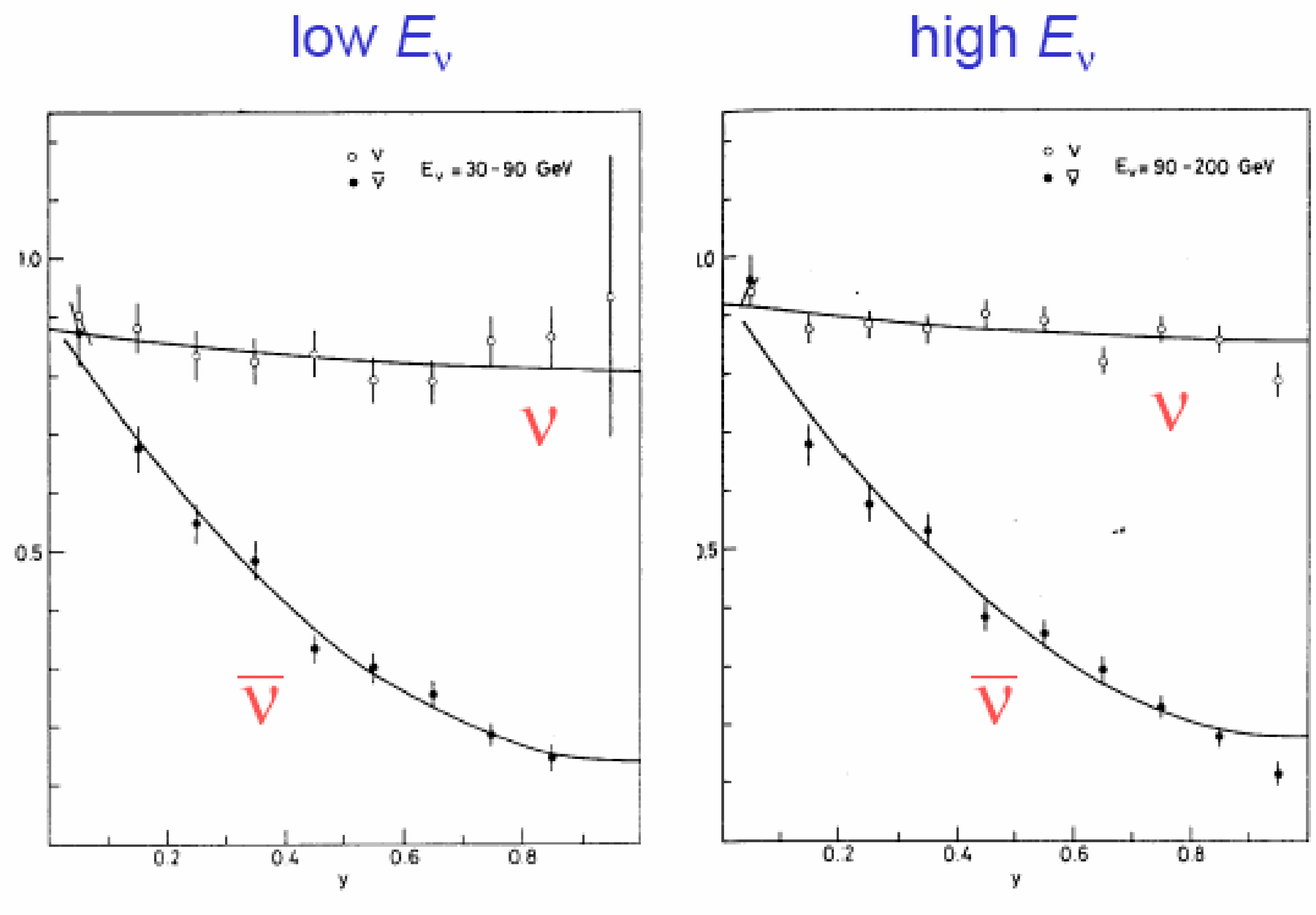
Che danno una somma

νp	$\bar{\nu} p$

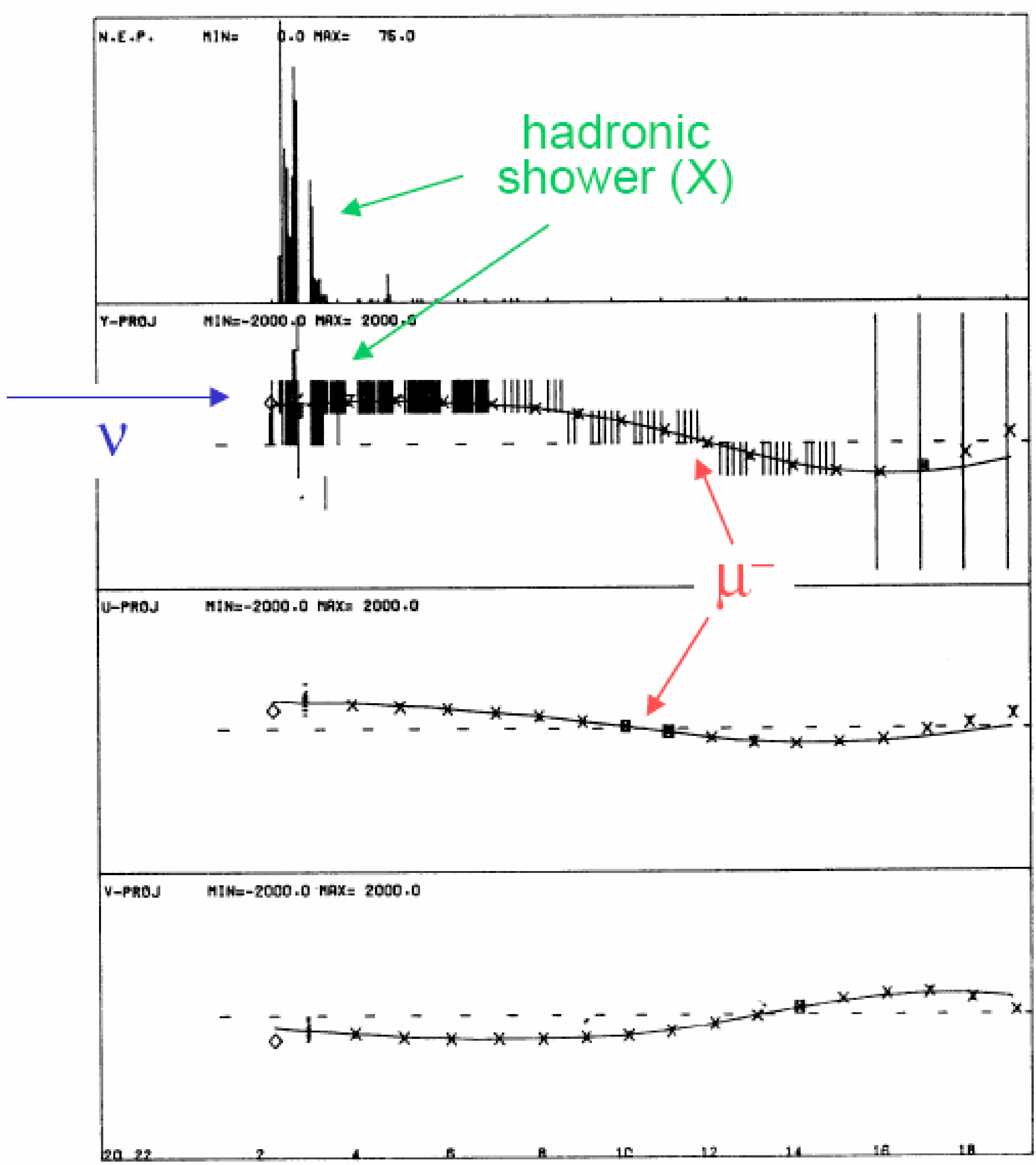




Distribuzioni Sperimentali di y (CDHS)



Example of DIS $\nu + Fe \rightarrow \mu^- + X$ event



Sezioni d' urto $\nu, \bar{\nu}$ dal modello a partoni

- **Sezioni d' urto $\nu, \bar{\nu}$ su protoni :**

$$\frac{d^2\sigma^{\nu p}}{dxdy} = \frac{G_F^2}{\pi} sx\left[d(x) + (1-y)^2 \bar{u}(x)\right]$$

$$\frac{d^2\sigma^{\bar{\nu} p}}{dxdy} = \frac{G_F^2}{\pi} sx\left[(1-y)^2 u(x) + \bar{d}(x)\right]$$

- **Sezioni d' urto $\nu, \bar{\nu}$ su neutroni :**

$$\frac{d^2\sigma^{\nu n}}{dxdy} = \frac{G_F^2}{\pi} sx\left[d^n(x) + (1-y)^2 \bar{u}^n(x)\right]$$

$$\frac{d^2\sigma^{\bar{\nu} n}}{dxdy} = \frac{G_F^2}{\pi} sx\left[(1-y)^2 u^n(x) + \bar{d}^n(x)\right]$$

- **Ma p ≡ (uud) ; n ≡ (udd)** $\Rightarrow$ p=(uud) n=(udd)

$$u^n(x) = d^p(x) \equiv d(x) \qquad \bar{u}^n(x) = \bar{d}^p(x) \equiv \bar{d}(x)$$

$$d^n(x) = u^p(x) \equiv u(x) \qquad \bar{d}^n(x) = \bar{u}^p(x) \equiv \bar{u}(x)$$

E le sezioni d' urto su neutroni diventano :

$$\frac{d^2\sigma^{\nu n}}{dxdy} = \frac{G_F^2}{\pi} sx\left[u(x) + (1-y)^2 \bar{d}(x)\right]$$

$$\frac{d^2\sigma^{\bar{\nu} n}}{dxdy} = \frac{G_F^2}{\pi} sx\left[(1-y)^2 d(x) + \bar{u}(x)\right]$$

Dallo scattering νp ,confrontando I coefficienti $1, y, y^2$ nelle due equazioni seguenti:

a) $$\frac{d^2\sigma^{\nu p}}{dxdy} = \frac{G_F^2}{\pi} sx\left[d(x) + (1-y)^2 \bar{u}(x)\right]$$

b) $$\frac{d^2\sigma^{\nu p}}{dxdy} = \frac{G_F^2 s}{2\pi}\left[(1-y)F_2^{\nu p}(x) + \frac{y^2}{2} 2xF_1^{\nu p}(x) + y\left(1-\frac{y}{2}\right)xF_3^{\nu p}(x)\right]$$

- **Otteniamo di nuovo la relazione di Callan-Gross: I quark sono particelle puntiformi di spin ½ :**

$$\boxed{\begin{aligned} \underline{F_2^{\nu p} = 2xF_1^{\nu p}} &= 2x[d(x) + \bar{u}(x)] \\ xF_3^{\nu p} &= 2x[d(x) - \bar{u}(x)] \end{aligned}}$$

- **Avendo visto che lo scattering su quark e su anti-quark danno DIVERSE distribuzioni angolari,**

$\Longrightarrow$ **dalla misura separata di F_2 e F_3, possiamo determinare separatamente** $d(x), \bar{u}(x)$ **!!**

- **Scambiando $d \leftrightarrow u$, otteniamo in modo analogo per lo scattering νn :**

$$F_2^{\nu n} = 2xF_1^{\nu n} = 2x[u(x) + \bar{d}(x)]$$

$$xF_3^{\nu n} = 2x[u(x) - \bar{d}(x)]$$

- Per una targhetta ISOSCALARE (cioe' con un numero di protoni e neutroni uguali: Z=A/2) la funzione di struttura rilevante e' :

$$F_2^{\nu N} = \frac{1}{2}\left(F_2^{\nu p} + F_2^{\nu n}\right) = x[u + d + \bar{u} + \bar{d}]$$

Per lo scattering eN abbiamo ricavato :

$$F_2^{eN} = \frac{1}{2}\left(F_2^{ep} + F_2^{en}\right) = \frac{5}{18}x[u + d + \bar{u} + \bar{d}]$$

$$\Longrightarrow \boxed{F_2^{eN} = \frac{5}{18}F_2^{\nu N}} \qquad \left(= 0.2\dot{7}F_2^{\nu N}\right)$$

Si ricava dalla media della carica quadrata dei quark : $= \frac{1}{2}\left[\left(\frac{1}{3}\right)^2 + \left(\frac{2}{3}\right)^2\right]$

- Mentre lo scattering eN : DIPENDE da z_q^2 ;

Lo scattering νN : E' INDIPENDENTE dalla carica del quark !

$\Longrightarrow$ Sperimentalmente si trova :

$$\rightarrow 0.29 \pm 0.02$$

For F_3 on an isoscalar target :

$$F_3^{\nu N} = \frac{1}{2}\left(F_3^{\nu p} + F_3^{\nu n}\right) = u + d - \left(\bar{u} + \bar{d}\right)$$

Bring in "valence" and "sea" components:

$$u(x) = u_V(x) + u_S(x) = u_V(x) + S(x)$$

$$d(x) = d_V(x) + d_S(x) = d_V(x) + S(x)$$

$$\bar{u}(x) = \bar{u}_S(x) = S(x)$$

$$\bar{d}(x) = \bar{d}_S(x) = S(x)$$

with normalisation

$$\int_0^1 u_V(x)dx = 2 \qquad \int_0^1 d_V(x)dx = 1$$

$$\Rightarrow \qquad F_3^{\nu N} = u_V(x) + d_V(x)$$

$$\boxed{\int_0^1 F_3^{\nu N}(x)dx = \int_0^1 [u_V(x) + d_V(x)]dx = 3}$$

"Gross-Llewellyn-Smith sum rule"

only 2 people!

measures # of valence quarks in nucleon

experiment = 3.0 ± 0.2

Misura del numero di quark di Valenza nel nucleone

- **Su una targhetta isoscalare F_3 vale:**

$$F_3^{\nu N} = \frac{1}{2}\left(F_3^{\nu p} + F_3^{\nu n}\right) = u + d - \left(\bar{u} + \bar{d}\right)$$

- **Inserendo le componenti di " valenza " e del " mare " :**

$$u(x) = u_V(x) + u_S(x) = u_V(x) + S(x)$$
$$d(x) = d_V(x) + d_S(x) = d_V(x) + S(x)$$
$$\bar{u}(x) = \bar{u}_S(x) = S(x)$$
$$\bar{d}(x) = \bar{d}_S(x) = S(x)$$

Con le Normalizzazioni : $\int_0^1 u_V(x)dx = 2 \qquad \int_0^1 d_V(x)dx = 1$

$$\Rightarrow \quad F_3^{\nu N} = u_V(x) + d_V(x)$$

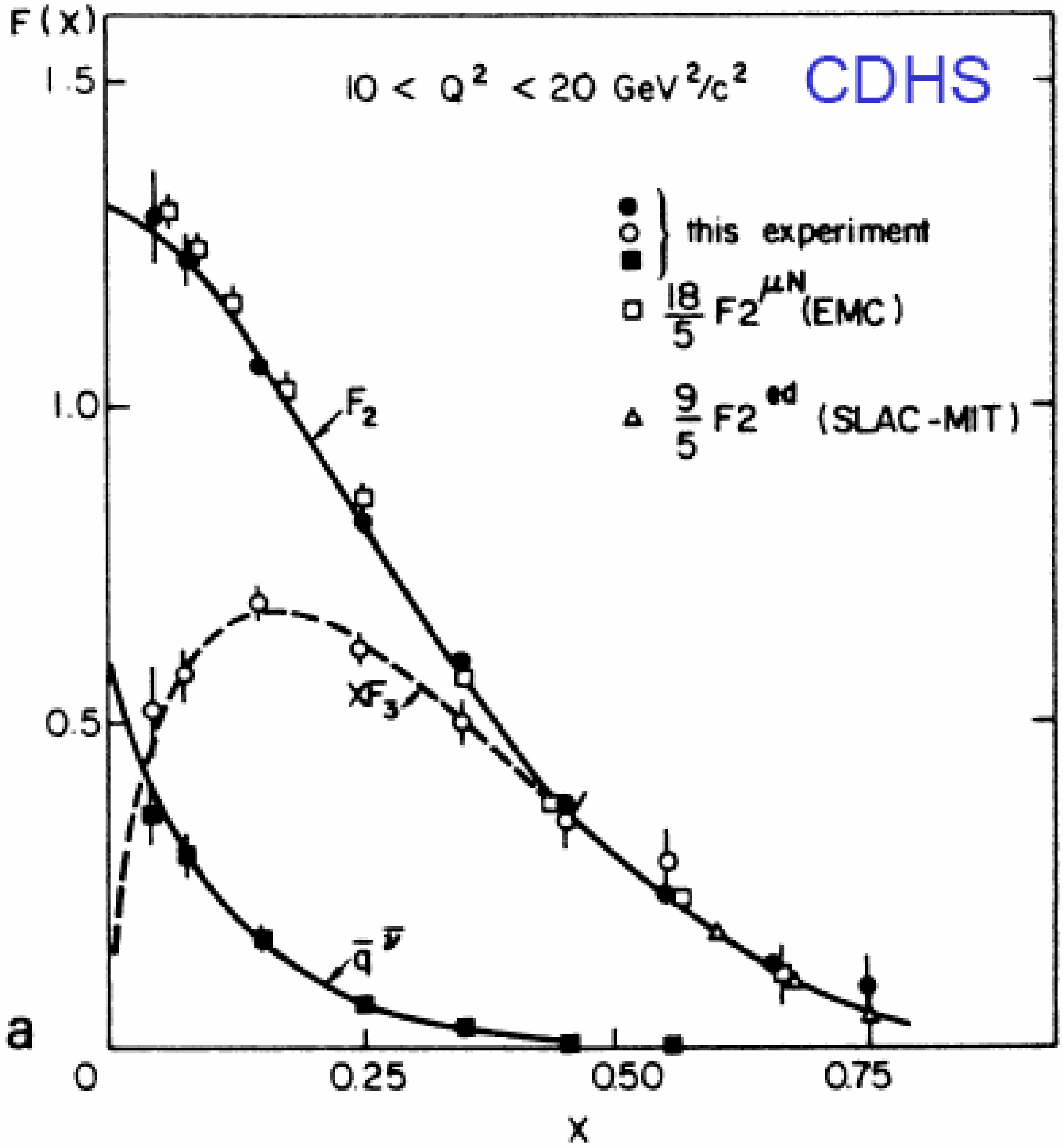
$$\Rightarrow \quad \boxed{\int_0^1 F_3^{\nu N}(x)dx = \int_0^1 \left[u_V(x) + d_V(x)\right]dx = 3}$$

"Gross-Llewellyn-Smith sum rule"

→ **Permette la misura del numero dei quark di " VALENZA " nel nucleone !**

Sperimentalmente si ottiene : 3.0 ± 0.2

Misura di F_2, F_3 da : $\nu + Fe \rightarrow \mu^- + X$



$$F_2^{\nu N} = \frac{18}{5} F_2^{\mu n} = x[u + d + \bar{u} + \bar{d}]$$

$$xF_3^{\nu N} = x\left[u + d - \bar{u} - \bar{d}\right]$$

Il contributo del mare e' piccolo a grandi x !

- Prendiamo In considerazione gli anti-neutrini: le sezioni d' urto totale $\nu, \bar{\nu}$ sono:

$$\sigma^{\nu N} = \frac{G_F^2 s}{2\pi}\left[f_q + \frac{1}{3} f_{\bar{q}}\right] \qquad \sigma^{\bar{\nu} N} = \frac{G_F^2 s}{2\pi}\left[\frac{1}{3} f_q + f_{\bar{q}}\right]$$

$\Longrightarrow$ Dove $f_q, f_{\bar{q}} =$ frazione del momento dei protoni trasportato dai quark e dagli anti-quark.

$\Longrightarrow$ In questo modo possiamo misurare le frazioni dei momenti trasportate dai quark, antiquark e gluoni.

Si trova :

$$f_q \approx 0.41 \qquad f_{\bar{q}} \approx 0.08 \qquad \Longrightarrow \qquad f_g \approx 0.50$$

- Se nel nucleone non ci fossero anti-quark, ci aspettiamo:

$$\frac{\sigma^{\nu N}}{\sigma^{\bar{\nu} N}} = 3$$

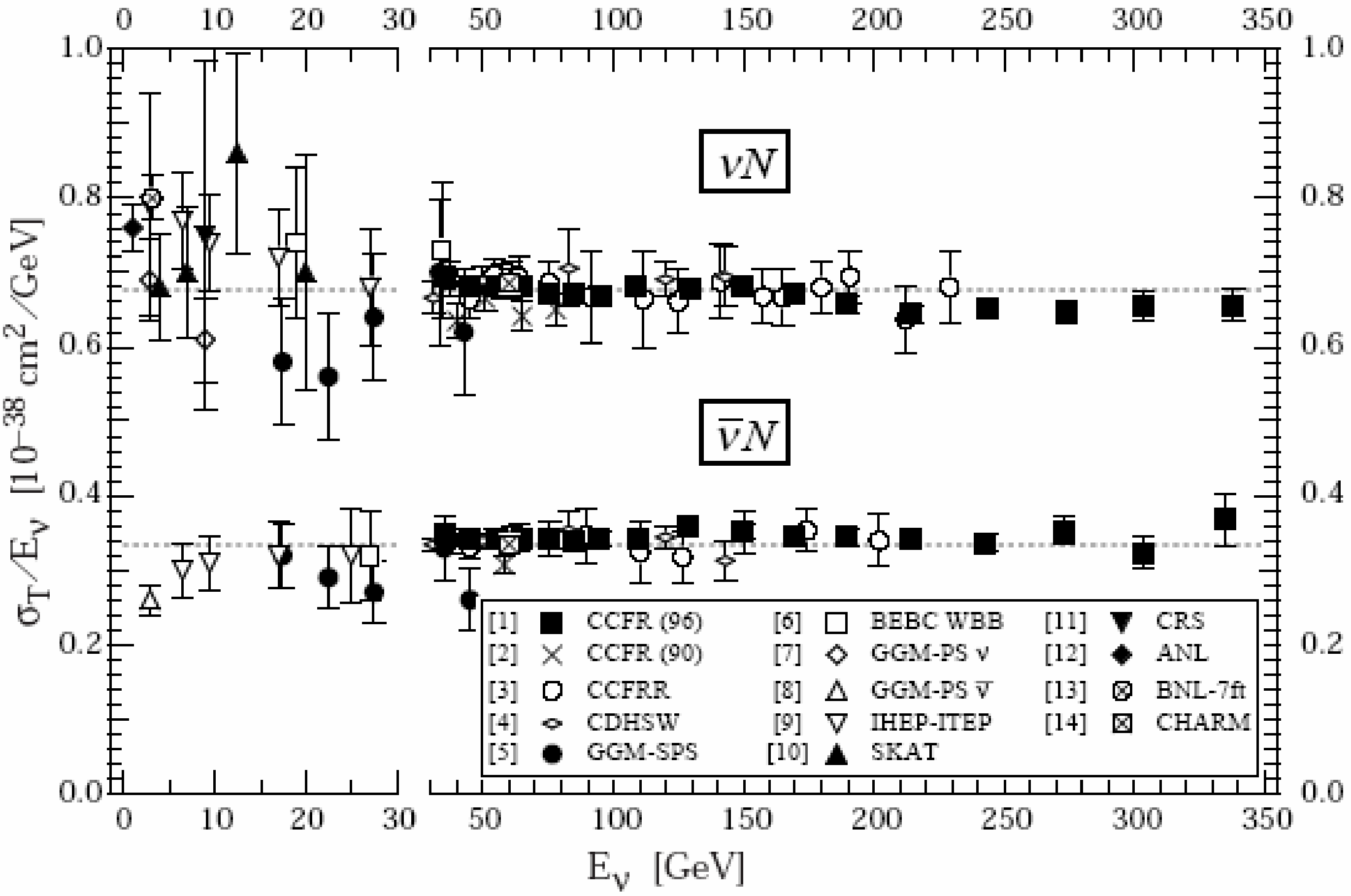
Se si tengono in considerazione gli anti-quark l' equazione si modifica e si ha:

$$\frac{\sigma^{\nu N}}{\sigma^{\bar{\nu} N}} = \frac{f_q + \frac{1}{3} f_{\bar{q}}}{\frac{1}{3} f_q + f_{\bar{q}}} \approx 2$$

- Nel riferimento del laboratorio :

$$s \approx 2ME_\nu^{\text{lab}} \quad \Longrightarrow \quad \begin{cases} \sigma^{\nu N} \propto E_\nu^{\text{lab}} \\ \sigma^{\bar{\nu} N} \propto E_{\bar{\nu}}^{\text{lab}} \end{cases}$$

νN, $\bar{\nu}$N total cross sections



Riassunto sullo Scattering di $\nu, \bar{\nu}$

1) ν si accoppia a d e $\bar{\mathrm{u}}$

$\bar{\nu}$ si accoppia a u e $\bar{\mathrm{d}}$

$\Longrightarrow$ **Possiamo in questo modo investigare il contenuto in sapore del nucleone.**

2) $\nu\bar{q}$ e' soppresso di un fattore $(1-y)^2$ rispetto a νq

$\bar{\nu}q$ e' soppresso di un fattore $(1-y)^2$ rispetto a $\bar{\nu}\bar{q}$

$\Longrightarrow$ **In questo modo possiamo misurare il contenuto in anti-quark del nucleone**

3) **Gli scattering νq, $\bar{\nu} q$ dipendono dalla distribuzione in momento dei quark nello stesso modo che nello scattering eq MA NON dalla CARICA del quark :**

$\Longrightarrow$ **Possiamo in questo modo misurare le CARICHE dei quark !**

$$F_2^{eN} = \frac{5}{18} F_2^{\nu N}$$

4) **L' introduzione della nuova funzione di struttura F_3 , dovuta alla violazione della parita' :**

$$\int_0^1 F_3^{\nu N}(x)dx = 3$$

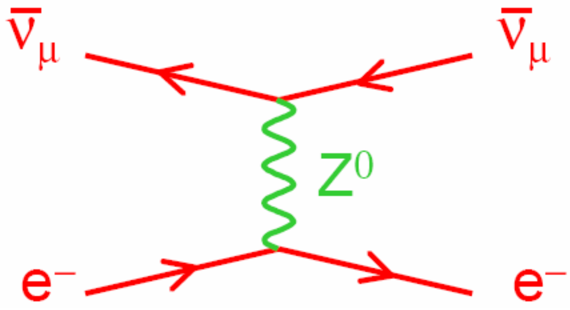
$\Longrightarrow$ **Possiamo in questo modo determinare il NUMERO dei quark di VALENZA nel nucleone !**

- For antineutrinos: parton model predicts

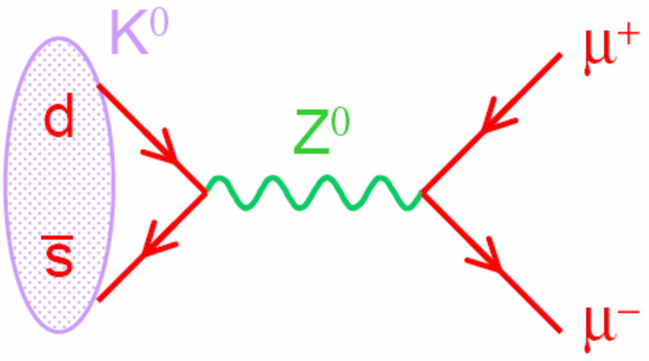
$$F_2^{\bar{\nu}p} = F_2^{\nu n} \quad F_3^{\bar{\nu}p} = F_3^{\nu n} \quad F_2^{\bar{\nu}n} = F_2^{\nu p} \quad F_3^{\bar{\nu}n} = F_3^{\nu p}$$

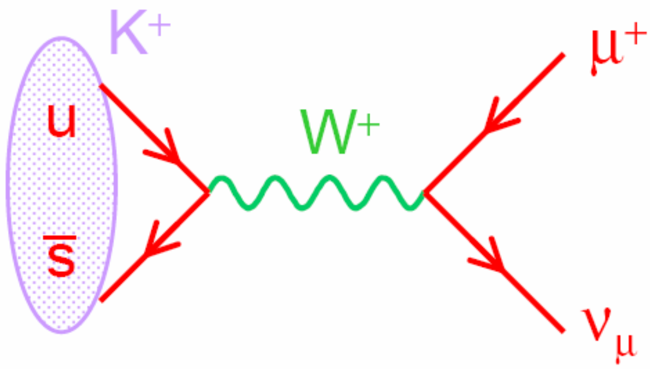
Dopo la scoperta delle correnti neutre sembrava ancora piu' difficile capire il rate cosi' piccolo del decadimento $K^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$. Ripetiamo ancora l' argomento:

⇒ **La reazione** $\bar{\nu}_\mu + e^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu + e^-$ **puo' avvenire solo via scambio di Z^0:**



⇒ **Ci aspetteremmp quindi un rate simile per** $K^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ **e per** $K^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu$

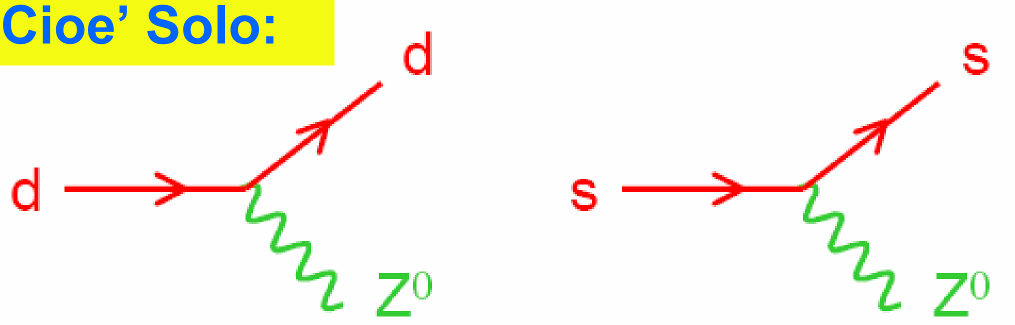




⇒ **Mentre gli esperimenti danno:** $\dfrac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \mu^+\mu^-)}{\Gamma(K^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu)} = 2.6\times10^{-9}$

⇒ Ne concludiamo che, in accordo con il Modello Standard, lo Z^0 non puo' indurre Flavour Changing Neutral Current !! Solo il W lo puo' fare.

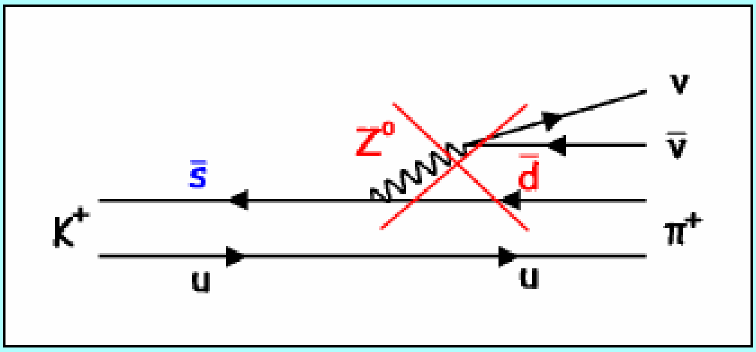
Cioe' Solo:

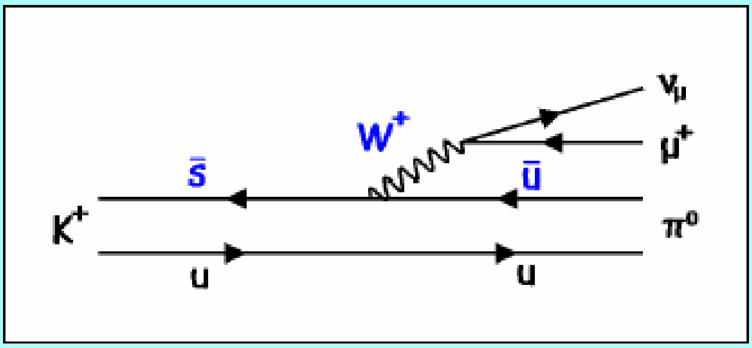


etc.

Measure ratio:

$$\frac{K^+ \to \pi^+ + \nu + \bar{\nu}}{K^+ \to \pi^0 + \mu^+ + \nu_\mu} =$$





$< 10^{-5}$

There are no flavour changing neutral currents.

Bibliografia Capitolo 6:

1) Nuclear and Particle Physics
   Burcham and Jobes
   Cap. 12, 13, 14
   paragrafi:
   12.6.2; 12.6.3; 12.7
   13.6.2;
   14.3.1; 14.3.2; 14.3.3;
   14.3.6

2) The Experimental Foundations of Particle Physics
   R.N. Cahan and G. Coldhaber
   Cap. 12