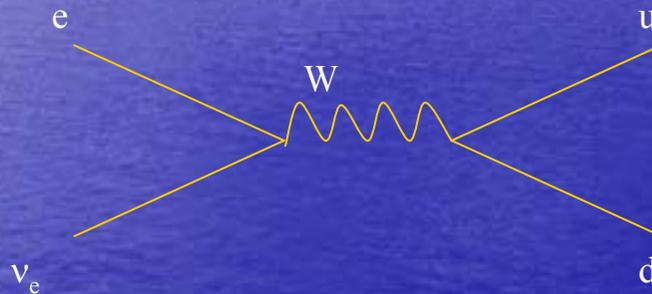


**MISURA DI  $\text{SEN}^2(\theta_w)$   
DALL'INTERAZIONE  
 $\nu N$ .**

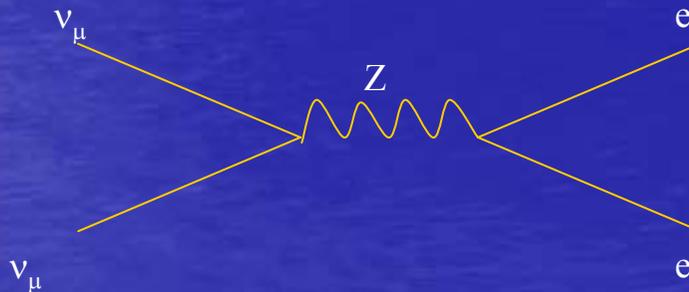
Valentina Zambrano

# Correnti Cariche e Correnti Neutre

- CC: cambia lo stato di carica del vertice d'interazione.



- NC: non cambia lo stato di carica del vertice d'interazione.



# Correnti Cariche

Realizziamo gli stati a partire dall'isospin e dall'ipercarica deboli.

The diagram shows two Feynman diagrams. The top one shows a W+ boson (wavy line) decaying into an anti-neutrino (anti-ν<sub>e</sub>) and an electron (e<sup>-</sup>). A yellow arrow points from the text J<sub>μ</sub><sup>+</sup> = ν<sub>e</sub> ... e<sup>-</sup> to this diagram. The bottom one shows a W- boson decaying into an electron (e<sup>-</sup>) and an anti-neutrino (anti-ν<sub>e</sub>). A yellow arrow points from the text J<sub>μ</sub><sup>-</sup> = e<sup>-</sup> ... ν<sub>e</sub> to this diagram.

$$J_{\mu}^{+} = \nu_e \frac{1+\gamma^5}{2} \gamma_{\mu} \frac{1-\gamma^5}{2} \bar{e}^{-}$$

$$J_{\mu}^{-} = \bar{e}^{-} \frac{1+\gamma^5}{2} \gamma_{\mu} \frac{1-\gamma^5}{2} \nu_e$$

Noto che  $W^{\pm}$  si accoppiano sempre a stati di chiralità levogira:  $J_{\mu}^{\pm} = \bar{\chi}_L \gamma_{\mu} \tau^{\pm} \chi_L$

dove:  $\chi_L = \begin{vmatrix} \nu_e \\ e \end{vmatrix}$  , e:

$$\tau^{+} \doteq \begin{vmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{vmatrix}$$

$$\tau^{-} \doteq \begin{vmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{vmatrix}$$

## I<sub>3</sub> debole

$$J_{\mu}^3 = \bar{\chi}_L \gamma_{\mu} \frac{1}{2} \tau^3 \chi_L \quad , \quad \text{con:} \quad \tau^3 = \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{vmatrix}$$

accoppio il tripletto di  $I_3$  con un singoletto di  $Y$ :

$$J_{\mu}^Y = \bar{\psi} \gamma_{\mu} Y \psi \quad , \quad \text{dove:} \quad Y = 2(Q - I_3) .$$

La corrente elettromagnetica si può quindi scrivere:

$$J_{\mu}^{\text{e.m.}} = \bar{\psi} \gamma_{\mu} Q \psi = J_{\mu}^3 + \frac{1}{2} J_{\mu}^Y$$

# Accoppiamenti Levogiri e Destrogiri

Mettendo insieme le cose apprese ...

$$J_{\mu}^{e.m.} = -2\bar{e}_D \gamma_{\mu} e_D - \bar{\chi}_L \gamma_{\mu} \chi_L$$

Introduco due costanti di accoppiamento, definite per i campi:

$$g \mapsto \begin{pmatrix} W_{\mu}^1 \\ W_{\mu}^2 \\ W_{\mu}^3 \end{pmatrix} \quad \text{e} \quad \frac{g'}{2} \mapsto B_{\mu}, \quad \text{per cui l'accoppiamento è:}$$

$$SU(2)_L \times U(1) = -i(gJ_{\mu} W_{\mu} + \frac{gg'}{2} J_{\mu}^Y B_{\mu}) \quad , \quad \text{dove:} \quad J_{\mu} W_{\mu} = \sum_{i=1}^3 J_{\mu}^i W_{\mu}^i \quad ,$$

e inoltre valgono le:

$$\left| \begin{array}{l} J_{\mu}^1 = \frac{J_{\mu}^+ + J_{\mu}^-}{2} \\ J_{\mu}^2 = \frac{J_{\mu}^+ - J_{\mu}^-}{2i} \end{array} \right. ; \quad \left| \begin{array}{l} W_{\mu}^1 = \frac{W_{\mu}^- + W_{\mu}^+}{\sqrt{2}} \\ W_{\mu}^2 = \frac{W_{\mu}^- - W_{\mu}^+}{\sqrt{2}} \end{array} \right.$$

# Mixing delle correnti

$$\begin{vmatrix} B_\mu \\ W_\mu^3 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} \cos(\theta_W) & \sin(\theta_W) \\ -\sin(\theta_W) & \cos(\theta_W) \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} A_\mu \\ Z_\mu \end{vmatrix}$$

da cui:

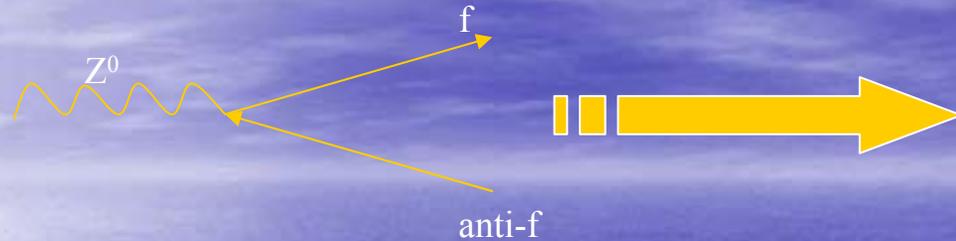
$$\begin{cases} W_\mu^3 = A_\mu \sin(\theta_W) + Z_\mu \cos(\theta_W) \\ B_\mu = A_\mu \cos(\theta_W) - Z_\mu \sin(\theta_W) \end{cases}, \text{ ora l'accoppiamento è:}$$

$$-i(g \sin(\theta_W) J_\mu^3 + g' \cos(\theta_W) \frac{J_\mu^Y}{2}) A_\mu - i(g \cos(\theta_W) J_\mu^3 - g' \sin(\theta_W) \frac{J_\mu^Y}{2}) Z_\mu$$

da  $J_\mu^{\text{e.m.}} = J_\mu^3 + \frac{1}{2} J_\mu^Y$  si trova:  $e = g \sin(\theta_W) = g' \cos(\theta_W)$

da cui:  $\tan(\theta_W) = \frac{g'}{g} \implies \theta_W = \arctan\left(\frac{g'}{g}\right) = \cos t.$

# Correnti Neutre



$$J_{\mu}^{\text{NC}}(f) = \bar{u}^f \gamma_{\mu} \frac{1}{2} (C_V^f - C_A^f \gamma_5) u^f$$

Da: 
$$-i(g \sin(\theta_w) J_{\mu}^3 + g' \cos(\theta_w) \frac{J_{\mu}^Y}{2}) A_{\mu} - i(g \cos(\theta_w) J_{\mu}^3 - g' \sin(\theta_w) \frac{J_{\mu}^Y}{2}) Z_{\mu}$$

ponendo  $J_{\mu}^Y = 2(J_{\mu}^{\text{e.m.}} - J_{\mu}^3)$  e prendendo solo la parte delle Correnti Neutre, ovvero quella che moltiplica  $Z_{\mu}$ , si ha:

$$-i((g \cos(\theta_w) + g' \sin(\theta_w)) J_{\mu}^3 - g' \sin(\theta_w) J_{\mu}^{\text{e.m.}}) Z_{\mu}$$

Ricordando  $g' = g \tan(\theta_w)$  si ha:

$$-\frac{ig}{\cos(\theta_w)} (J_{\mu}^3 - g \sin^2(\theta_w) J_{\mu}^{\text{e.m.}}) Z_{\mu} = -\frac{ig}{\cos(\theta_w)} J_{\mu}^{\text{NC}} Z_{\mu}$$

$$\underline{\gamma^\mu(C_V - C_A \gamma^5) \dots ?}$$

Con quello che abbiamo imparato possiamo scrivere per le NC:

$$-\frac{ig}{\cos(\theta_w)} \bar{u}^f \gamma_\mu \left( \frac{1}{2} (1 - \gamma_5) I_3 - Q \text{sen}^2(\theta_w) \right) u^f Z_\mu = -\frac{ig}{\cos(\theta_w)} \bar{u}^f \left( \gamma_\mu \frac{1}{2} I_3 - \gamma_\mu \gamma_5 \frac{1}{2} I_3 - \gamma_\mu Q \text{sen}^2(\theta_w) \right) u^f Z_\mu$$

quindi si trovano:

$$\begin{cases} C_V^f = I_3^f - 2Q^f \text{sen}^2(\theta_w) \\ C_A^f = I_3^f \end{cases}$$

Inoltre gli accoppiamenti Levogiri e Destrogiri per lo  $Z^0$  sono:

$$\begin{cases} g_L = \frac{C_V + C_A}{2} = I_3 - Q \text{sen}^2(\theta_w) \\ g_D = \frac{C_V - C_A}{2} = -Q \text{sen}^2(\theta_w) \end{cases}$$

## ... ricapitolando ...

Dai risultati trovati possiamo ottenere la tabella per le Correnti Neutre:

accoppiamenti	$\nu_e$	$e^-$	$u$	$d$
$G_V$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2} + 2\text{sen}^2(\theta_w)$	$\frac{1}{2} - \frac{4}{3}\text{sen}^2(\theta_w)$	$-\frac{1}{2} + \frac{2}{3}\text{sen}^2(\theta_w)$
$G_A$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$
$g_L$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2} + \text{sen}^2(\theta_w)$	$\frac{1}{2} - \frac{2}{3}\text{sen}^2(\theta_w)$	$-\frac{1}{2} + \frac{1}{3}\text{sen}^2(\theta_w)$
$g_D$	0	$\text{sen}^2(\theta_w)$	$-\frac{2}{3}\text{sen}^2(\theta_w)$	$\frac{1}{3}\text{sen}^2(\theta_w)$

# CHARM detector (1986)

Calorimetro + spettrometro in Fe, campo magnetico toroidale.

$$\sigma(E)/E=0.487/(E/\text{GeV})^{0.5}+0.0127.$$

Detector esposto ad un fascio di neutrini  $\mu$  NBB, con momento di 160 GeV/c.

Fondo di tipo WBB.

Per eliminare il fondo, dovuto a decadimenti adronici di segno e momento sconosciuti, erano stati posti 1.5 m di Fe assorbitore proprio all'imboccatura del tunnel di decadimento.

Neutrini prodotti da decadimenti di pioni e kaoni.

Al termine del tunnel di decadimento gli adroni superstiti erano assorbiti da uno scudo di Fe di 185 m.

I dati sono stati presi con flussi di neutrino/antineutrino pari a circa 3/1.

# CERN-DHS detector (1986)

21 magneti toroidali in Fe+scintillatori e camere a drift.

Detector esposto a fascio di neutrini  $\mu$  NBB con momento di 160 GeV/c.

Background di tipo WBB, dovuto a decadimenti adronici di segno e momento sconosciuti.

Per ovviare a ciò erano stati posti 1.5 m di Fe all'imboccatura del tunnel di decadimento.

Il 90% dei dati con neutrino nello stato iniziale, 10% con antineutrino.

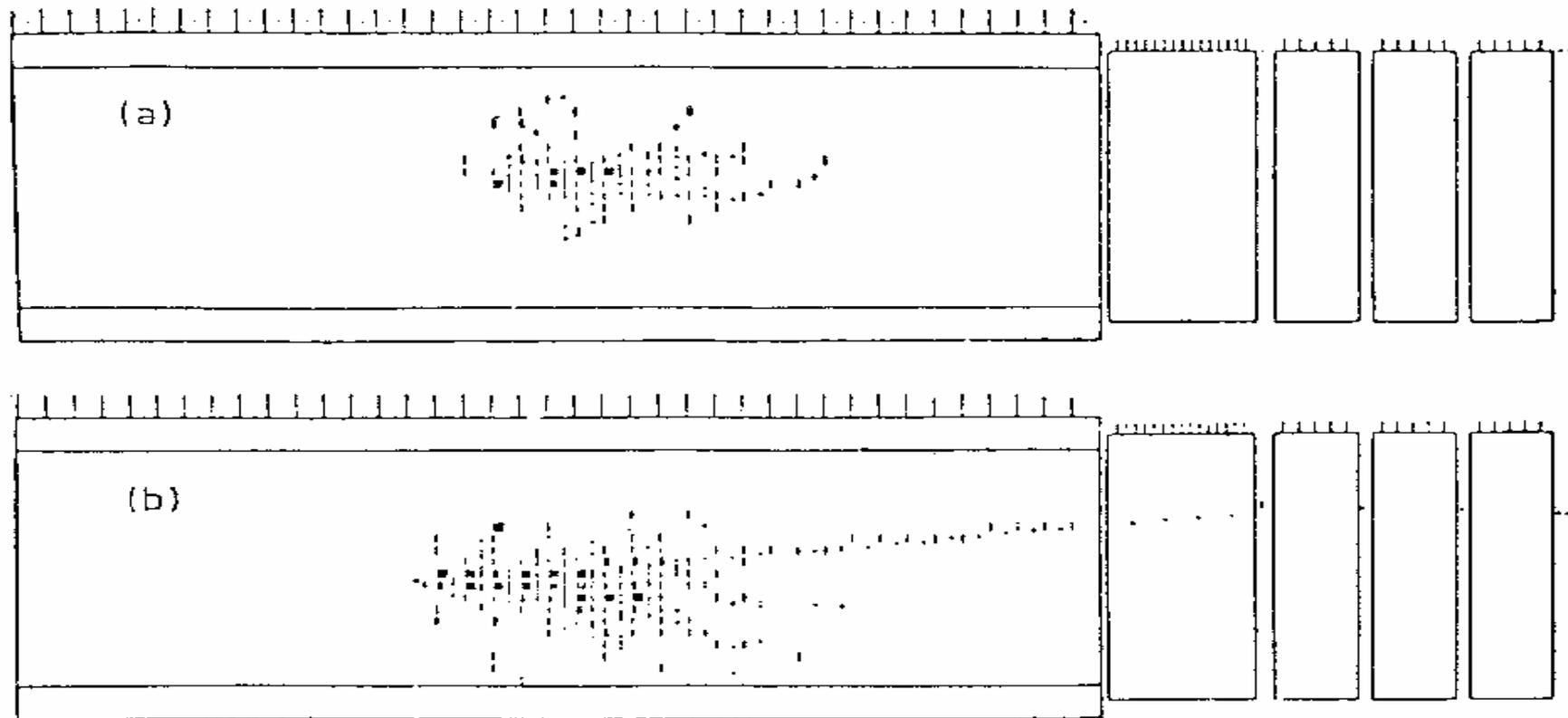
Per distinguere CC da NC veniva osservata la lunghezza  $L$  dell'evento.

$L_{\text{cut}} = 75 + 38 \ln(E_{\text{shower}}/1 \text{ GeV})$ , in centimetri di Fe;  $E_{\text{shower}}$  è l'energia della cascata adronica.

Per NC:  $E_{\text{shower}} = E_h$ ;  $E_h$  è l'energia degli adroni.

Per CC:  $E_{\text{shower}}$  contiene anche l'impulso (di circa 3 GeV) depositato dal muone nei primi 1.5 m di Fe.

## ... sperimentalmente ... (CHARM)



Nel grafico (a) sono riportati gli eventi NC, mentre in (b) quelli CC.

Problemi col fondo WBB: eventi CC con elettroni catalogati NC .

## Sezioni d'urto

Per un bersaglio isoscalare ( $\#p=\#n$ ), considerando solo i quark di valenza la sezione d'urto delle CC,  $\nu N \rightarrow \mu X$  è:

$$\frac{d\sigma}{dx \left[ = d(-q^2/2M_N(E_\nu - E_\mu)) \right] dy \left[ = d((E_\nu - E_\mu)/E_\nu) \right]} \Big|_{CC} \propto x[u(x) + d(x)]$$

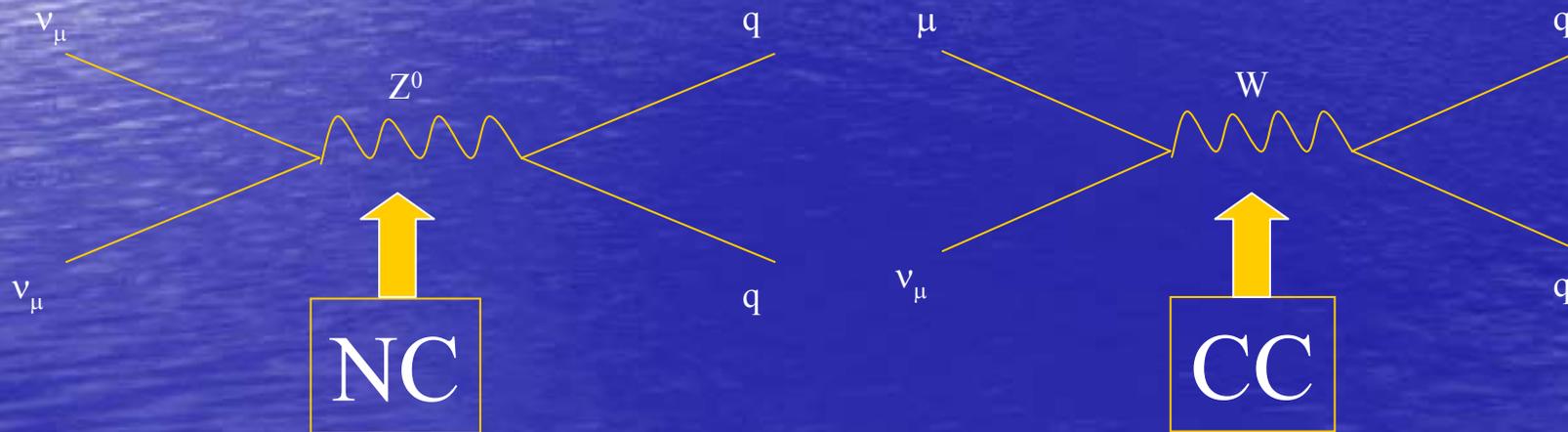
Per le NC,  $\nu N \rightarrow \nu N$ , si hanno due accoppiamenti:  $g_L$  (distribuzione isotropa,  $s=0$ ) e  $g_D$  (distribuzione angolare  $(1-y)^2$ ,  $s=1$ ):

$$\frac{d\sigma}{dx \left[ = d(-q^2/2M_N(E_\nu - E'_\nu)) \right] dy \left[ = d((E_\nu - E'_\nu)/E_\nu) \right]} \Big|_{NC} \propto x[u(x) + d(x)] [u_L^2 + d_L^2 + (1-y)^2(u_D^2 + d_D^2)]$$

Le  $u(x)$  e  $d(x)$  sono le densità di quark nei nucleoni e le supponiamo uguali in NC e CC.

# ... CHARM detector

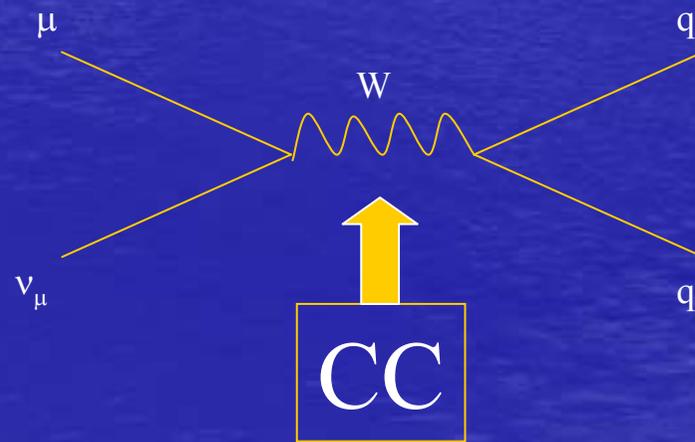
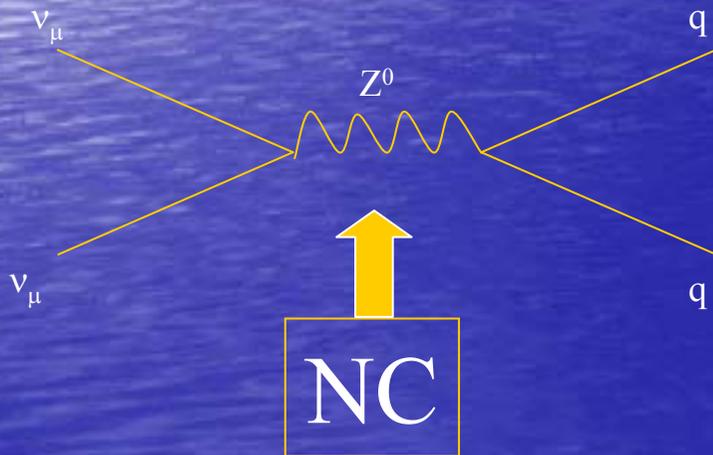
$$\text{NC/CC} = R^\nu = 0.3093,$$
$$\text{err}(R^\nu) = 0.0031.$$



# ... CERN-DHS detector

$$\text{NC/CC} = R^{\nu} = 0.3072,$$

$$\text{err}(R^{\nu}) = 0.0025 \text{ (stat.)} + 0.0020 \text{ (sist.)}.$$



## NC/CC ...

Dalla tabella delle NC si ricava, integrando su  $y$  da 0 a 1 e quindi su  $t(=E_{in}-E_{out})$  da 0 a  $E_{v/anti-v}=E_{in}$  (termine che è uguale per NC e CC e che quindi nel rapporto si cancella):

$$R^v = \frac{\sigma(\text{NC})}{\sigma(\text{CC})} \Big|_v = \frac{\int_0^{E_v} t_{\text{CC}} dt_{\text{CC}}}{\int_0^{E_v} t_{\text{NC}} dt_{\text{NC}}} \int_0^1 dy ((u_L^2 + d_L^2 + (1-y)^2 (u_D^2 + d_D^2))) = \frac{1}{2} - \text{sen}^2(\theta_w) + \frac{20}{27} \text{sen}^4(\theta_w)$$
$$R^{\bar{v}} = \frac{\sigma(\text{NC})}{\sigma(\text{CC})} \Big|_{\bar{v}} = \frac{\int_0^{E_{\bar{v}}} t_{\text{CC}} dt_{\text{CC}}}{\int_0^{E_{\bar{v}}} t_{\text{NC}} dt_{\text{NC}}} \int_0^1 dy ((u_D^2 + d_D^2 + (1-y)^2 (u_L^2 + d_L^2))) = \frac{1}{2} - \text{sen}^2(\theta_w) + \frac{20}{9} \text{sen}^4(\theta_w)$$

## ... ancora NC/CC ...

In realtà le equazioni usate sono diverse, esse avranno delle correzioni dovute al mare di antiquark presenti nei nucleoni, questo contributo è:  $r = \frac{\sigma_{\bar{\nu}}^{\text{CC}}}{\sigma_{\nu}^{\text{CC}}} \approx \frac{1}{2}$

$$R^{\nu} = \frac{1}{2} - \text{sen}^2(\theta_w) + \frac{5}{9} \text{sen}^4(\theta_w)(1+r) \quad ; \quad R^{\bar{\nu}} = \frac{1}{2} - \text{sen}^2(\theta_w) + \frac{5}{9} \text{sen}^4(\theta_w)(1+1/r) \quad .$$

## ... risultato di CHARM

Il parametro libero  $\text{sen}^2(\theta_w)$  si può determinare dalla relazione ricavata per  $R^\nu$ .

Il valore ottenuto per  $\text{sen}^2(\theta_w)$  è dunque il seguente:

$$\text{sen}^2(\theta_w) = 0.2356,$$

$$\text{err}(\text{sen}^2(\theta_w)) = 0.0050.$$

## ... risultato di CERN-DHS

Il parametro libero  $\sin^2(\theta_w)$  si può determinare dalla relazione ricavata per  $R^\nu$ .

Il valore ottenuto per  $\sin^2(\theta_w)$  è il seguente:

$$\sin^2(\theta_w) = 0.225,$$

$$\text{err}(\sin^2(\theta_w)) = 0.005.$$

## ... cenni su NuTeV (1999)...

Scintillatore+spettrometro toroidale in ferro.

2 fasci purissimi di neutrino  $\mu$  ed antineutrino  $\mu$ .

Neutrini prodotti dal decadimento di pioni e kaoni, generati da protoni di 800 GeV con un bersaglio isoscalare di BeO.

Contaminazione di antineutrini in un fascio di neutrini dell'1/1000, minore di 1/500 l'altra.

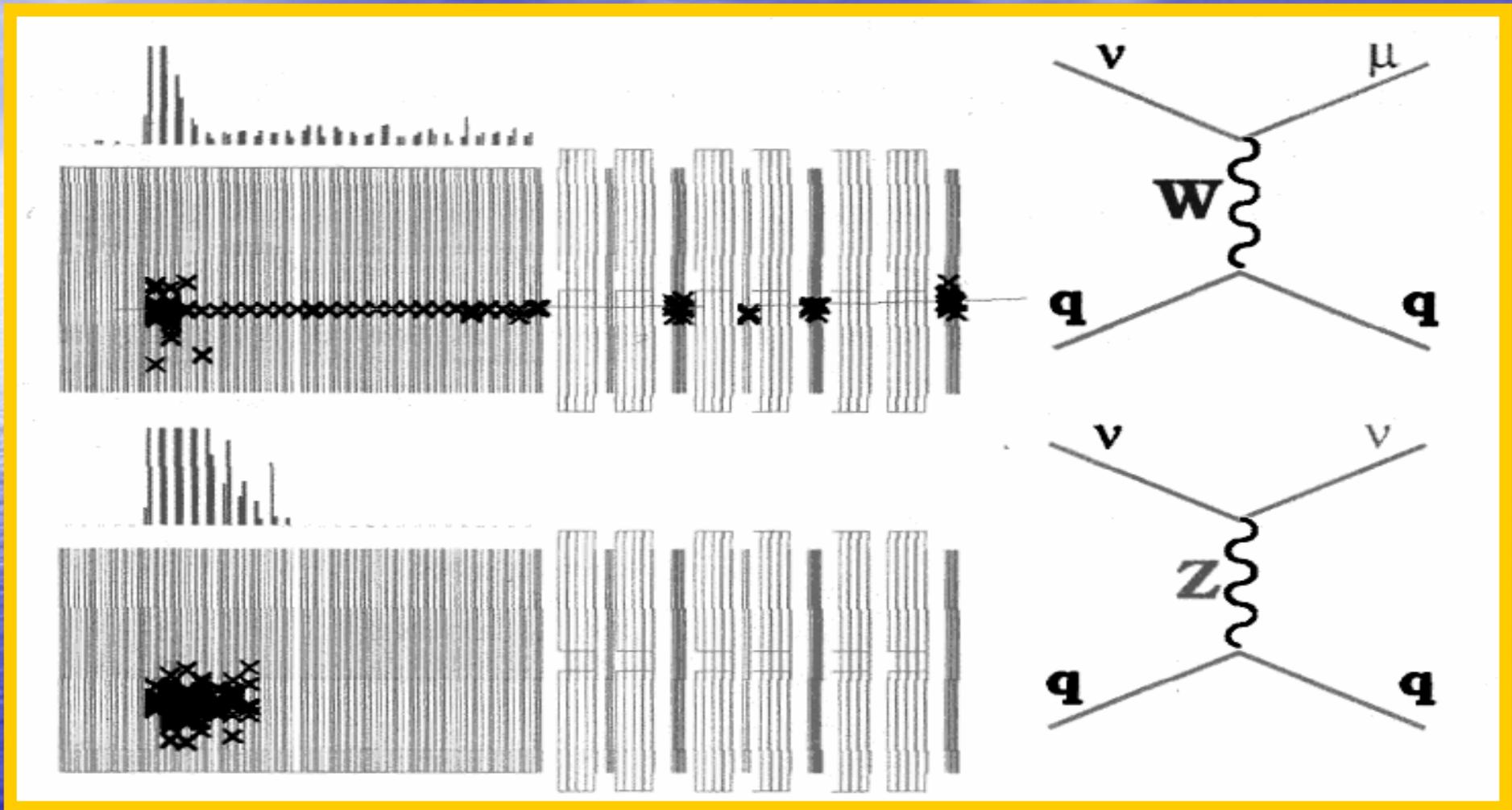
Contaminazioni di neutrini elettronici: 1.3% in un fascio di neutrini muonici e 1.1% in quello di antineutrini.

Gli eventi analizzati in questo esperimento sono quelli che depositano un'energia pari ad almeno 20 GeV nel detector.

In questo modo viene notevolmente ridotto l'errore dovuto agli eventi generati dai Raggi Cosmici.

Analisi su un totale di 1.3 milioni di neutrini e 0.3 milioni di antineutrini con energia di circa 125 GeV.

... sperimentalmente NuTeV...



Sopra sono gli eventi CC e sotto quelli NC.

## ... ancora cenni su NuTeV (1999)...

Misuro, da un lavoro di Paschos e Wolfenstein:

$$R^- = R^\nu - x R^{\text{anti-}\nu} = 0.5 - \text{sen}^2(\theta_W),$$

$$x = r((1+r)^{-1} + R^\nu / R^{\text{anti-}\nu}) = 0.5326.$$

Poiché  $x$  ed  $r$  sono entrambi ca. 0.5, significa che  $R^\nu = R^{\text{anti-}\nu}$  e quindi la parte in  $\text{sen}^4(\theta_W)$  scompare.

Il valore sperimentale ottenuto è:

$$\text{sen}^2(\theta_W) = 0.2253,$$

$$\text{err}(\text{sen}^2(\theta_W)) = 0.0019 \text{ (stat.)} + 0.0010 \text{ (sist.)}.$$