Verifica del Modello Standard

- Scoperta delle correnti deboli neutre in camera a bolle.
- Asimmetrie avanti-indietro nel processo e+e- -> mu+mu-.
- Produzione dello Z e del W al collider SPPS.
- Il collider e+e- LEP.
- Misura della massa e delle larghezze parziali e totale dello Z.
- Misura del numero di famiglie di neutrini leggeri.
- Produzione di coppie di W al LEP.
- Verifica dell'esistenza del vertice triplo di bosoni di gauge.

Correnti neutre

- Il Modello Standard prevede l'esistenza di correnti debole neutre (scambio dello Z) che hanno un'intensità dello stesso ordine di grandezza di quello delle correnti cariche.
- Ricordiamo che i processi di corrente neutra erano già stati cercati nell'ambito dei decadimenti dei K, ad esempio:

$$K^+ \to \pi^+ e^+ e^- \qquad \text{oppure} \qquad K_L^0 \to \mu^+ \mu^-$$

in questi due decadimenti si può pensare che la coppia di leptoni abbia origine dal decadimento di uno Z virtuale.

• Sperimentalmente si osserva che questi decadimenti sono altamente soppressi. A livello albero non si osservano correnti neutre con violazione di stranezza.

• La ricerca di correnti neutre fu quasi abbandonata, anche perché se risulta possibile lo scambio di uno Z, lo è altrettanto quello di un fotone e quest'ultimo maschera completamente il contributo dello Z, data la diversa intensità delle interazioni deboli e di quelle elettromagnetiche a basse energie.

• La ricerca delle correnti neutre riprese vigore dalla previsione del Modello Standard dell'esistenza dello Z e dal fatto che nel 1970 Veltmann e 't Hooft dimostrarono che la teoria era rinormalizzabile.

• Gli unici processi di corrente neutra in cui è possibile isolare lo scambio dello Z da quello del fotone riguardano l'interazione dei neutrini, nei quali il fotone non partecipa.

• La scoperta delle correnti neutre fu fatta al CERN nel 1973 da A.Lagarrigue e collaboratori utilizzando la camera a bolle Gargamelle riempita di freon (CF_3Br). La camera era esposta ad un fascio di neutrini e antineutrini derivanti dal decadimento in volo di pioni, quindi erano principalmente neutrini muonici.

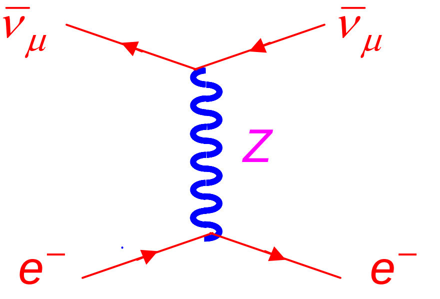
• Lo scopo dell'esperimento era quello di trovare degli stati finali senza muoni. I muoni derivano da processi di corrente carica.

• L'esperimento dimostrò l'esistenza delle correnti deboli neutre, e quindi dello Z, e permise la prima misura dell'angolo di Weimberg: $\sin^2\theta_W$ tra 0.3 e 0.4.

Correnti neutre

- Primo evento di corrente neutra: Gargamelle (1973)

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



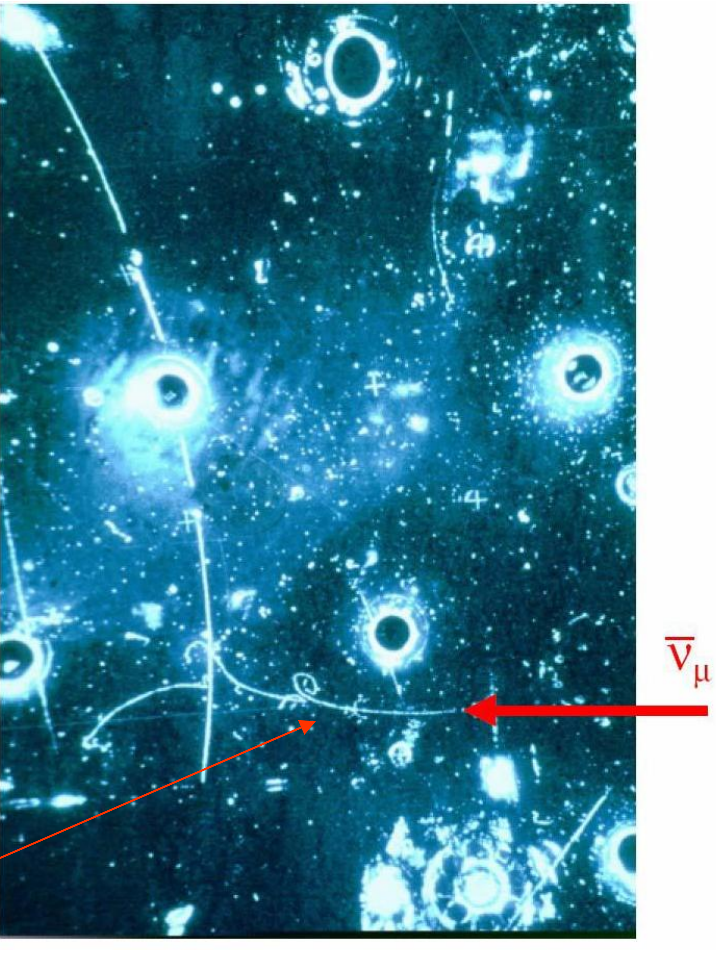
Questo processo può avvenire soltanto con lo scambio di uno Z nel canale t

• Al CERN furono osservati 3 eventi di questo tipo su $1.4 \cdot 10^6$ beam pulse (cicli di accelerazione), con circa 10^9 antineutrini per ciclo. La presa dati durò circa due anni.

• La sezione d'urto del processo è molto piccola: $\frac{\sigma}{E_\nu} \approx 10^{-42} cm^2 \cdot GeV^{-1}$

Si osserva un elettrone che parte dal "nulla" in mezzo alla camera a bolle

L'elettrone si riconosce dalla sua perdita di energia per bremsstrahlung (e con la susseguente produzione di coppie da parte del fotone).



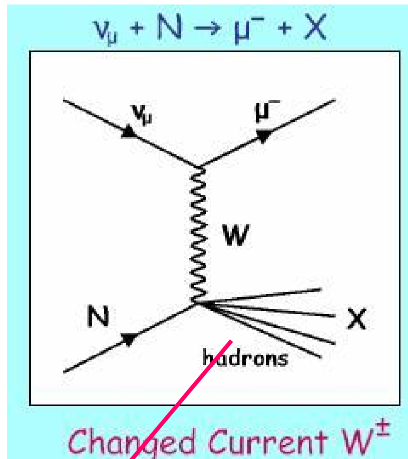
elettrone

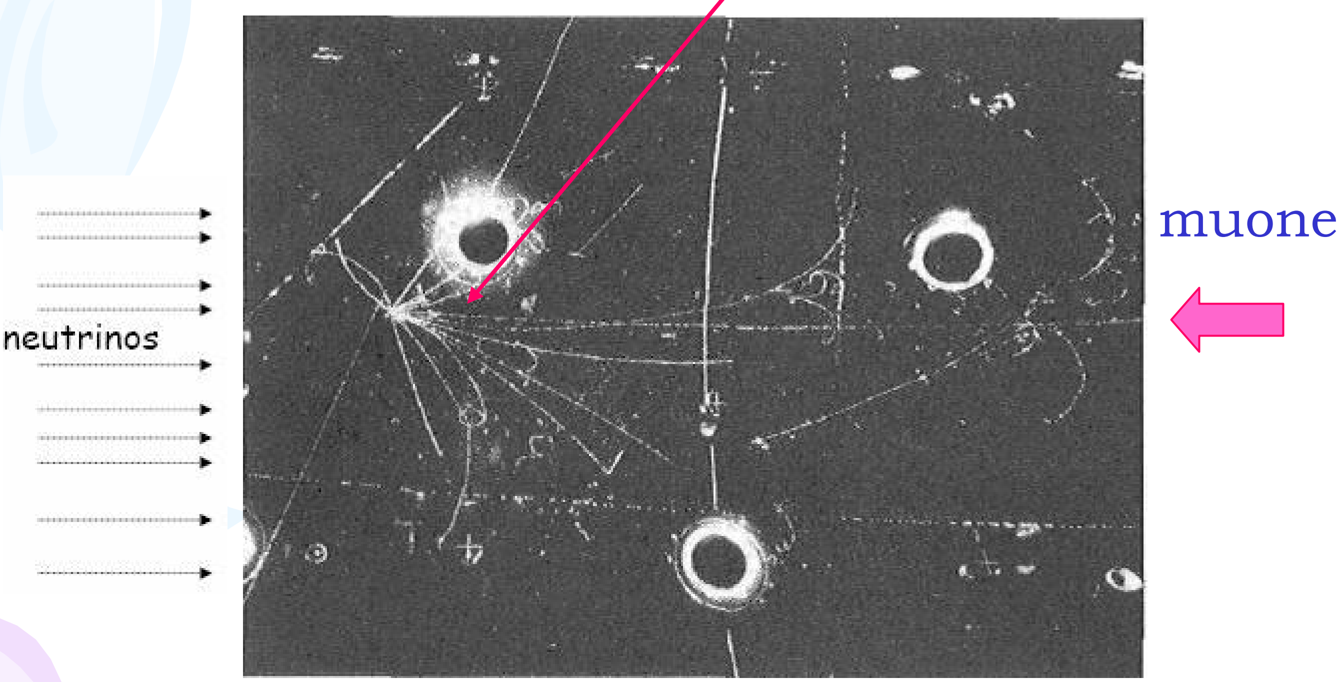
Correnti cariche “adroniche”

- Nelle correnti deboli cariche si ha lo scambio di un W. Queste sono identificate sperimentalmente dalla presenza di un muone nello stato finale.
- Il segno della carica del muone dipende se lo scattering è dovuto ad un neutrino oppure a un antineutrino.

$$\bar{\nu}_{\mu} + N \rightarrow \mu^{+} + adroni$$

$$\nu_{\mu} + N \rightarrow \mu^{-} + adroni$$





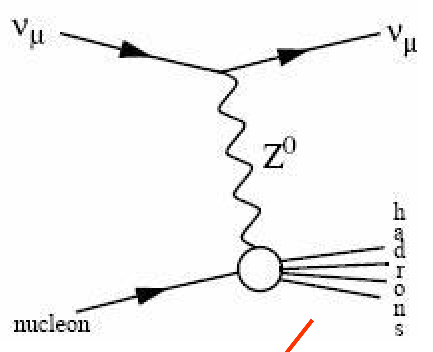
• Nell’accoppiamento del W non compare ovviamente l’angolo di Weimberg, ma è importante misurare questi eventi insieme alle correnti neutre per eliminare molti effetti sistematici nella misura della sezione d’urto degli eventi con corrente neutra.

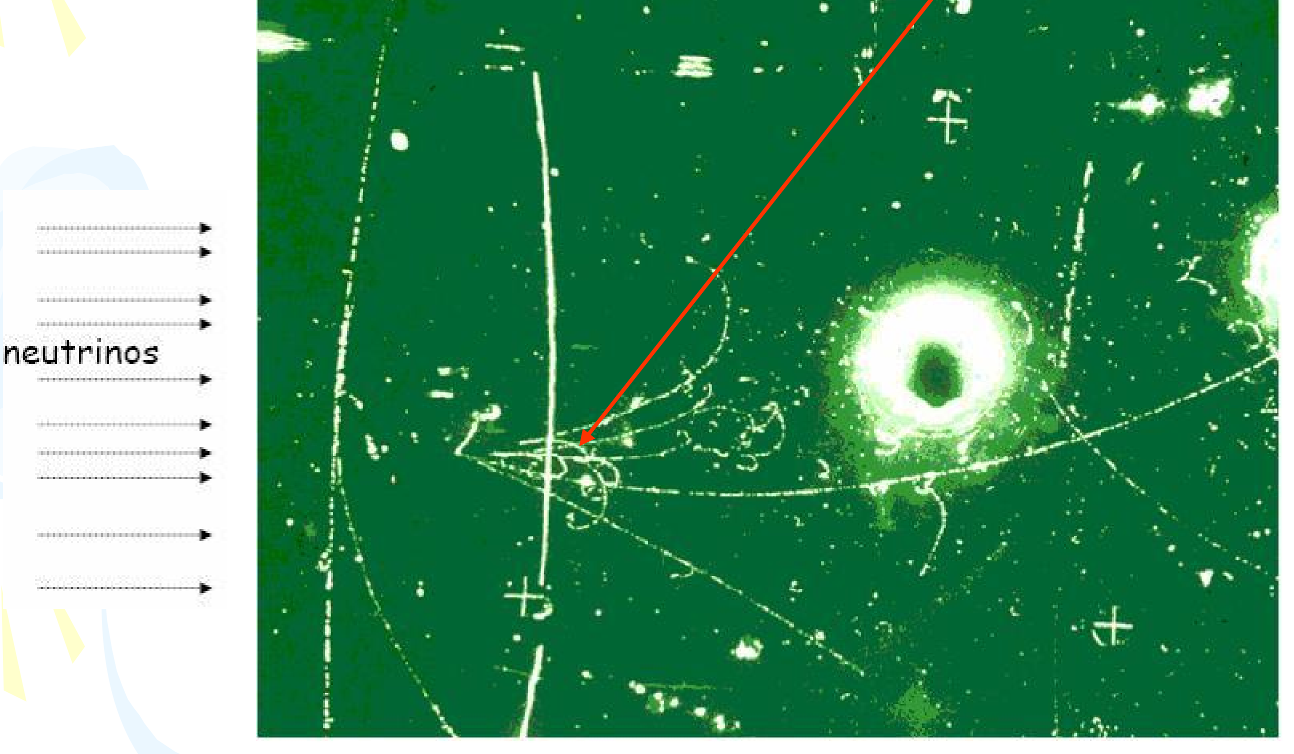
Correnti neutre "adroniche"

- Nello stesso esperimento furono anche osservate correnti neutre attraverso lo scattering del neutrino (o antineutrino) con un nucleone:

$$\boxed{\bar{\nu}_{\mu} + N \rightarrow \bar{\nu}_{\mu} + adroni}$$

$$\boxed{\nu_{\mu} + N \rightarrow \nu_{\mu} + adroni}$$





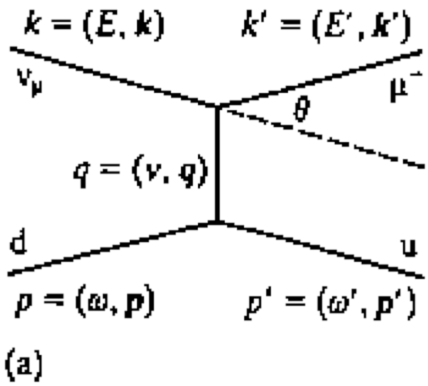
N.B. Non ci sono muoni nello stato finale

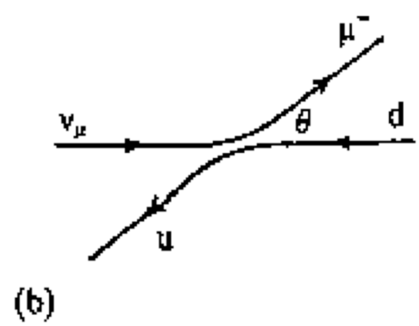
- Furono esaminati 83mila fotogrammi di eventi di interazioni di neutrini e 207mila fotogrammi di eventi di antineutrini (per avere grosso modo lo stesso errore statistico). Furono trovati:

Neutrini: 102 eventi corrente neutra e 428 eventi di corrente carica

Antineutrini: 64 eventi di corrente neutra e 148 eventi di cor. car.

Neutral Current e misura di sinθ_W





- Introduciamo oltre l'usuale variabile dello scattering anelastico $x=Q^2/2M\nu$ la variabile $y=p\cdot q/p\cdot k$
- Si verifica che:

$$y = M(E - E')/ME = \nu / E$$

- Trsascurando le masse delle particelle nel c.m.

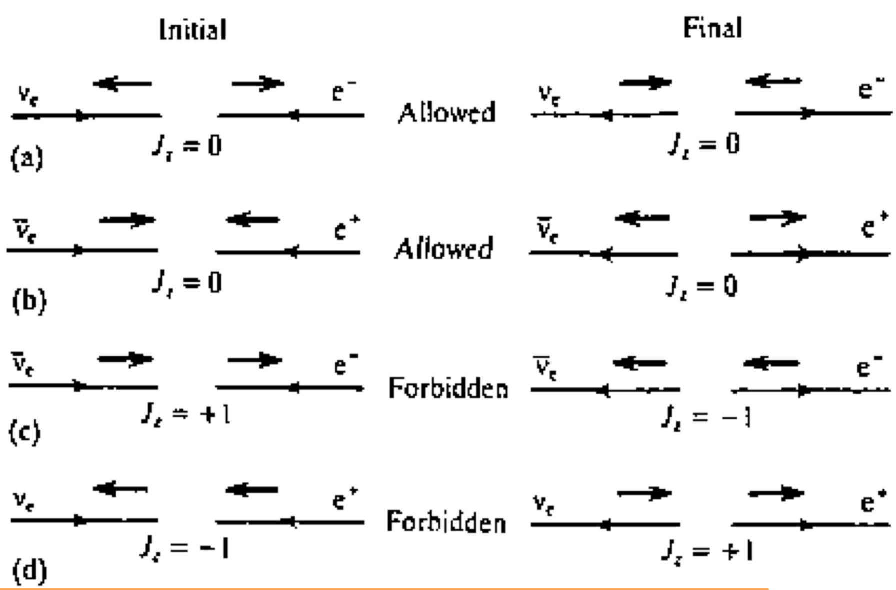
$$y = p\cdot(p'-p)/(p\cdot k) \approx p\cdot p' / p\cdot k = \omega\omega'(1-\cos(\vartheta))/(0.5s)$$

$$s = (p+k)^2 = 2p\cdot k = 2\omega E(1-\cos(\pi)) = 4\omega E \approx 4\omega\omega'$$

$$y = \frac{1}{2}(1-\cos(\vartheta))$$ 0<= y <=1

Neutral Current e misura di $\sin\theta_W$

- Back scattering impedito per alcune configurazioni di elicita'



$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\nu_\mu d \to \mu^- u) = \frac{d\sigma}{d\Omega}(\bar{\nu}_\mu \bar{d} \to \mu^+ \bar{u}) = \frac{G^2 \hat{s}}{4\pi^2}$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\nu_\mu \bar{u} \to \mu^- \bar{d}) = \frac{d\sigma}{d\Omega}(\bar{\nu}_\mu u \to \mu^+ d) = \frac{G^2 \hat{s}}{16\pi^2}(1 + \cos\theta)^2.$$

- Usando $2(1-y)=1+\cos(\theta)$ e $d\Omega=4\pi\, dy$

$$\frac{d\sigma}{dy}(\nu_\mu \bar{u} \to \mu^- \bar{d}) = \frac{d\sigma}{dy}(\bar{\nu}_\mu u \to \mu^+ d) = \frac{G^2 \hat{s}}{\pi}(1 - y)^2.$$

Neutral Current e misura di $\sin\theta_W$

Considerando target isoscalari, cioe' con Z=A/2:

$$\frac{d^2\sigma}{dx\,dy}(\nu_\mu N \to \mu^- X) = \frac{G^2 x s}{2\pi}[Q(x) + (1-y)^2 \bar{Q}(x)].$$

$$\frac{d^2\sigma}{dx\,dy}(\bar{\nu}_\mu N \to \mu^+ X) = \frac{G^2 x s}{2\pi}[\bar{Q}(x) + (1-y)^2 Q(x)].$$

Integrando in x

$$\frac{d\sigma^{CC}(\nu)}{dy} = \frac{G^2 s}{2\pi}[Q + (1-y)^2 \bar{Q}] \qquad (\nu \to \mu^-)$$

$$\frac{d\sigma^{CC}(\bar{\nu})}{dy} = \frac{G^2 s}{2\pi}[\bar{Q} + (1-y)^2 Q] \qquad (\bar{\nu} \to \mu^+)$$

$$Q \equiv \int x Q(x)\,dx = \int x[u(x) + d(x)]\,dx$$

$$\bar{Q} \equiv \int x \bar{Q}(x)\,dx = \int x[\bar{u}(x) + \bar{d}(x)]\,dx$$

Neutral Current e misura di $\sin\theta_W$

- Analogamente per le correnti neutre utilizzando gli stessi argomenti di elicita':

$$\frac{d\sigma(\nu N \to \nu X)}{dy} = \frac{G^2 s}{2\pi}\{g_L^2[Q + (1-y)^2\bar{Q}] + g_R^2[\bar{Q} + (1-y)^2 Q]\}$$

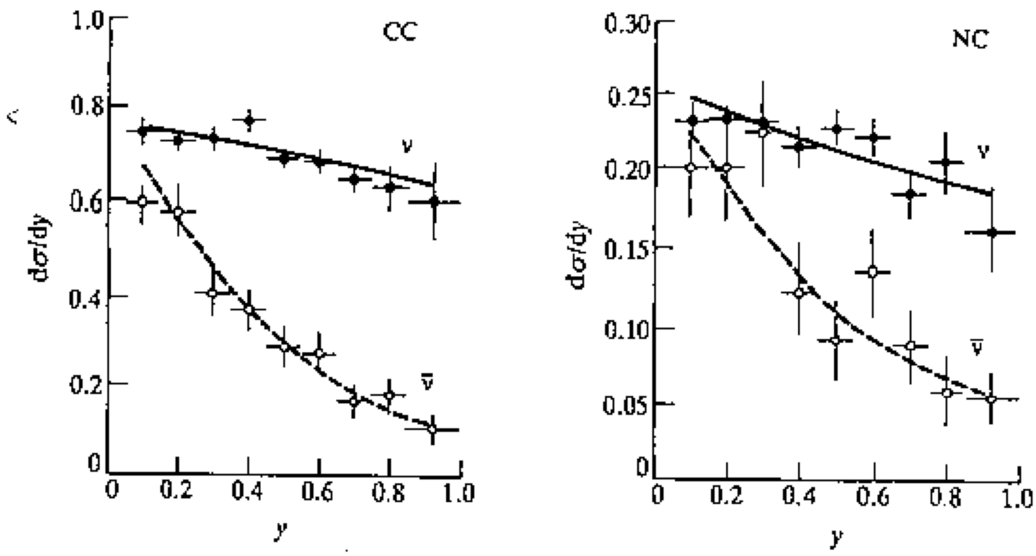
$$\frac{d\sigma(\bar{\nu} N \to \bar{\nu} X)}{dy} = \frac{G^2 s}{2\pi}\{g_L^2[\bar{Q} + (1-y)^2 Q] + g_R^2[Q + (1-y)^2\bar{Q}]\}.$$

- Con le definizioni:

$$g_L^2 \equiv (g_L^u)^2 + (g_L^d)^2 \qquad \text{and} \qquad g_R^2 \equiv (g_R^u)^2 + (g_R^d)^2$$

Neutral Current e misura di $\sin\theta_W$

Figure 13.7
Differential cross-sections $d\sigma/dy$ for neutrino- and antineutrino-induced charged-current (CC) and neutral-current (NC) reactions. (Allaby J V *et al.* 1987 *Z Phys* C36 (611))



- Da notare che:

$$\frac{d\sigma^{NC}(\nu)}{dy} = g_L^2 \frac{d\sigma^{CC}(\nu)}{dy} + g_R^2 \frac{d\sigma^{CC}(\bar{\nu})}{dy}$$

$$\frac{d\sigma^{NC}(\bar{\nu})}{dy} = g_L^2 \frac{d\sigma^{CC}(\bar{\nu})}{dy} + g_R^2 \frac{d\sigma^{CC}(\nu)}{dy}.$$

$$g_L^2 = 0.287 \pm 0.008$$

$$g_R^2 = 0.042 \pm 0.010$$

Esperimentoo CHARM '87

- Fornisce una misura degli accoppiamenti Left e Right e verifica l'esistenza di accoppiamenti right handed per le correnti neutre

NC/CC

- E' utile studiare il rapporto NC/CC per eliminare le incertezze sul flusso dei neutrini
- Se, per semplificare, ignoriamo lo scattering sugli anti-quark

$$\frac{d\sigma^{CC}(\nu)}{dy} = \frac{G^2 s Q}{2\pi} \qquad \frac{d\sigma^{CC}(\bar{\nu})}{dy} = \frac{G^2 s}{2\pi}(1-y)^2 Q$$

$$\frac{d\sigma^{NC}(\nu)}{dy} = \frac{G^2 s}{2\pi}[g_L^2 + g_R^2(1-y)^2]Q$$

$$\frac{d\sigma^{NC}(\bar{\nu})}{dy} = \frac{G^2 s}{2\pi}[g_L^2(1-y)^2 + g_R^2]Q$$

- Integrando in y e formando il rapporto:

$$\frac{\sigma^{NC}(\nu)}{\sigma^{CC}(\nu)} = g_L^2 + \tfrac{1}{3}g_R^2 \qquad\qquad \frac{\sigma^{NC}(\bar{\nu})}{\sigma^{CC}(\bar{\nu})} = g_L^2 + 3g_R^2.$$

NC/CC

- Ricordiamo che

$$g_L = \frac{C_V + C_A}{2} = I_3^f - Q^f \sin^2\theta_W \qquad g_R = \frac{C_V - C_A}{2} = -Q^f \sin^2\theta_W$$

	g_L	g_R
u	$\frac{1}{2} - \frac{2}{3}\sin^2\theta_W$	$-\frac{2}{3}\sin^2\theta_W$
d	$-\frac{1}{2} + \frac{1}{3}\sin^2\theta_W$	$\frac{1}{3}\sin^2\theta_W$

$$R_\nu = \left(\frac{NC}{CC}\right)_\nu = \frac{1}{2} - \sin^2\theta_W + \frac{20}{27}\sin^4\theta_W$$

$$R_{\bar\nu} = \left(\frac{NC}{CC}\right)_{\bar\nu} = \frac{1}{2} - \sin^2\theta_W + \frac{20}{9}\sin^4\theta_W$$

Prime misure a Gargamelle molto imprecise ma significative:

$$\sin^2\theta_W = 0.3 \div 0.4$$

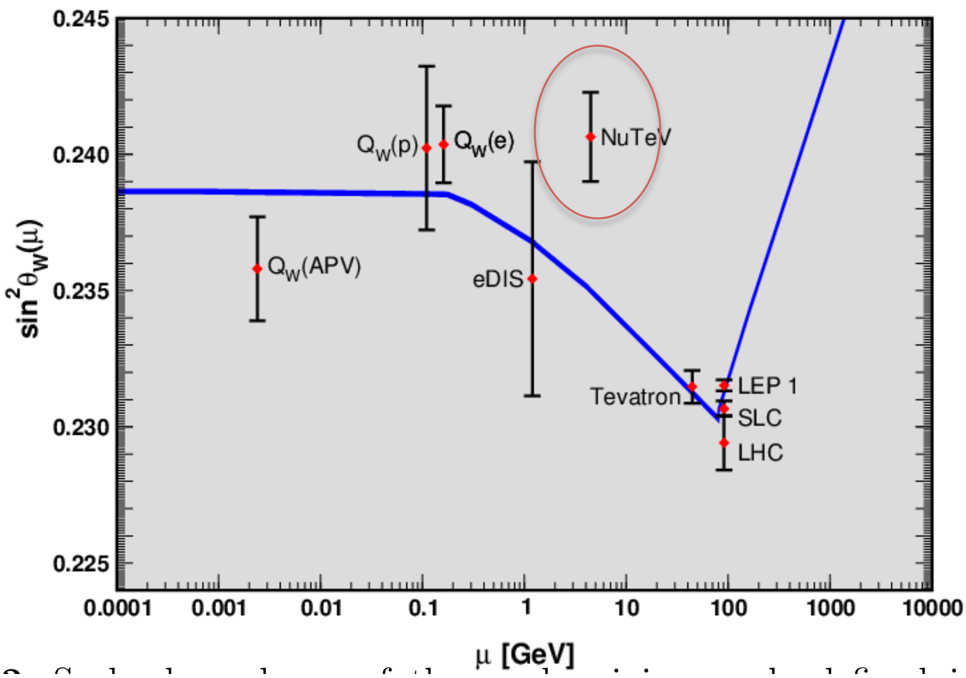
Misure piu' recenti CCFR:

$$\sin^2(\vartheta_W) = 0.2236 \pm 0.0041$$

Una misura controversa da NuTeV

$$\sin^2(\vartheta_W) = 0.2277 \pm 0.0016$$

Sommario su sinθ_W



Charged Lepton couplings from ν_μ & ν_e e scattering

Obtaining an electron anti-neutrino intense beam → use a nuclear reactor. Many modern experiment, long and short baseline neutrino experiment are obtained in this way (Double Chooz, Daya Bay, Kamland etc.). Prototype Savannah River reactor experiment in the '50s.

$$n \rightarrow p\, e^-\, \text{anti}\, \nu_e$$

An elegant way of producing a ν_e-enriched neutrino beam was performed at LAMPF. Starting with an 800 MeV proton beam, pions are produced, stopped, and decay at rest producing an isotropic flux of monochromatic muon-neutrinos (30 MeV). In the subsequent muon decay a continious spectrum of ν_e and $\bar{\nu}_\mu$ (fig. 10) is produced. The spectra can easily be calculated, however, the determination of the absolute neutrino flux requires some dedicated calibration experiments.

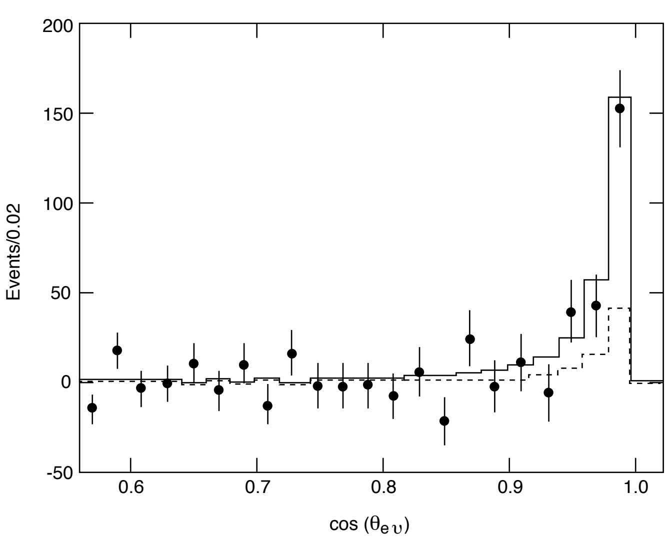


Figure 9: *Angular distribution of the measured νe-signal in E225. The solid line is the result of the best fit, $N(\nu e) = 295 \pm 35$ events. The dashed line is the*

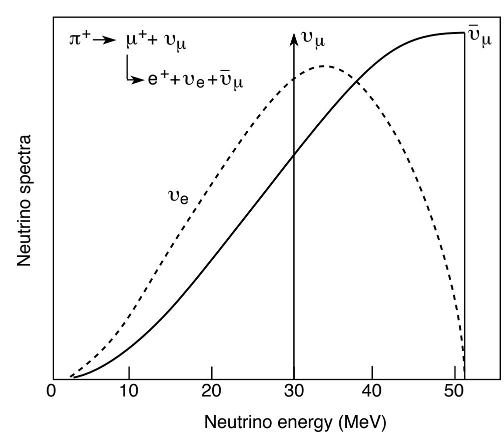


Figure 10: *Energy spectrum of the LAMPF neutrino beam produced by pion and muon decay at rest.*

Charged Lepton couplings from ν_μ & ν_e e scattering

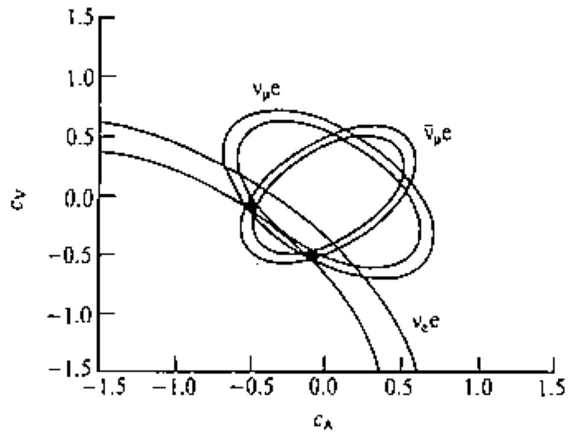


Figure 14.4 Plot of the vector and axial vector couplings, c_V and c_A, of charged leptons to the neutral current. The elliptical contours are the regions allowed by the measured ν_μ–e and $\bar{\nu}_\mu$–e cross-sections. Only two solutions (shaded) are consistent with recent results on ν_e–e scattering. The standard model favours the solution $c_V \approx 0$ and $c_A \approx -0.5$.

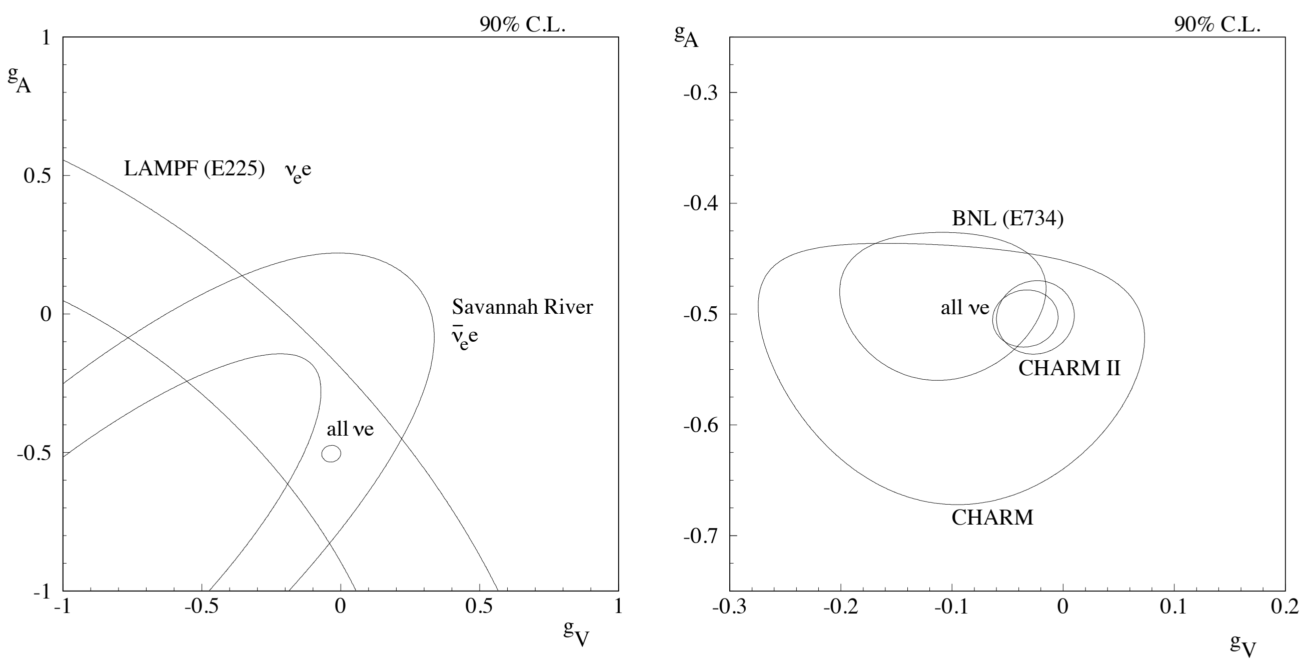


Figure 11: *Left: Comparison of results from $\nu_e e$ and $\bar{\nu}_e e$scattering and the result of the fit to all $\nu_{\mu(e)}e$-data in the g_V-g_A plane. Right: Comparison of the most recent $\nu_\mu e$-scattering experiments and the fit to all data. From the solutions of the $\nu_\mu e$ and $\bar{\nu}_\mu e$ data the ones with $g_V \approx -0.5$ or $g_A \approx -0.5$ are selected by $\nu_e e$ and $\bar{\nu}_e e$ experiments. The solution $g_V \approx -0.5$ is excluded by e^+e^- data.*

Charged Lepton couplings from ν_μ & ν_e e scattering

Table 3: *Compilation of total cross section and* $\sin^2\theta_{\nu e}$ *measurements for all neutrino-electron scattering experiments. Limits are given at the 90% C.L.*

Experiment		$\sigma(\nu_\mu e)/E_\nu$	$\sigma(\bar\nu_\mu e)/E_\nu$	$\sin^2\theta_{\nu e}$
		$(\times 10^{-45}\mathrm{cm}^2\mathrm{MeV}^{-1})$		
Gargamelle (PS)	[18]	< 1.4	$1.0^{+2.1}_{-0.9}$	$0.1 < x < 0.4$
Aachen-Padova (PS)	[31]	1.1 ± 0.6	2.2 ± 1.0	0.35 ± 0.08
Gargamelle (SPS)	[18]	$2.4^{+1.2}_{-0.9}$	< 2.7	$0.12^{+0.11}_{-0.07}$
VMWOF (FNAL)	[32]	$1.4 \pm 0.3 \pm 0.4$		$0.25^{+0.07}_{-0.05} \pm 0.8$
BNL-COL (AGS)	[33]	1.67 ± 0.44		$0.20^{+0.06}_{-0.05}$
15-feet BC (FNAL)	[34]		< 2.1	< 0.37
BEBC-TST (SPS)	[35]		< 3.4	< 0.45
CHARM (SPS)	[20]	$2.2 \pm 0.4 \pm 0.4$	$1.6 \pm 0.3 \pm 0.3$	$0.211 \pm 0.035 \pm 0.011$
BNL E734 (AGS)	[22]	$1.8 \pm 0.2 \pm 0.25$	$1.17 \pm 0.16 \pm 0.13$	$0.195 \pm 0.018 \pm 0.013$
CHARM-II (SPS)†	[3]	$1.53 \pm 0.04 \pm 0.12$	$1.39 \pm 0.04 \pm 0.10$	$0.237 \pm 0.007 \pm 0.007$
		$\sigma(\nu_e e)/E_\nu$	$\sigma(\bar\nu_e e)$	
		$(\times 10^{-42}\mathrm{cm}^2\mathrm{GeV}^{-1})$	$(\times 10^{-46}\mathrm{cm}^2)$	
Savannah River	[27, 36]		7.6 ± 2.2^a	0.25 ± 0.05
(Reactor)			1.86 ± 0.48^b	
Kurchatov (Reactor)‡	[37]		6.8 ± 4.5	0.29 ± 0.10
LAMPF E225 (LAMPF)	[29]	$10.0 \pm 1.5 \pm 0.9$		0.249 ± 0.063

† The result on the cross section was derived from the published result on the coupling constants.
‡ Preliminary result.
^{a} Region in visible energy: [1.5..3.0] MeV
^{b} Region in visible energy: [3.0..4.5] MeV

Diffusioni $\nu_\mu e$. CHARM2

Le diffusioni di neutrini e antineutrini da elettroni sono processi puramente leptonici

Il calcolo delle sezioni d'urto è quindi privo di incertezze teoriche (presenti nella diffusione da nuclei), ma le sezioni d'urto sono molto piccole e quindi la loro misura è ardua

Determiniamo l'angolo di Weinbrg misurando il rapporto delle sezioni d'urto

$$\nu_\mu e^- \to \nu_\mu e^- \qquad \text{e} \qquad \bar{\nu}_\mu e^- \to \bar{\nu}_\mu e^-$$

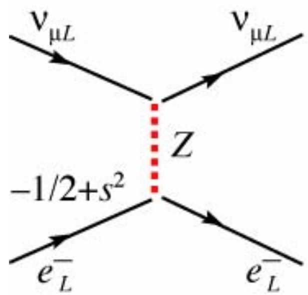
La cinematica è tale che la diffusione avviene ad angoli piccoli, quindi i momenti trasferiti sono << m_Z anche se i neutrini hanno energie delle decine di GeV

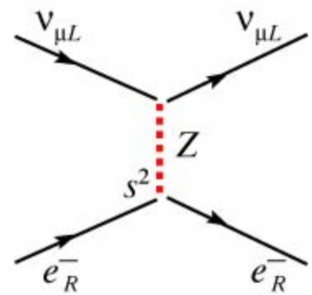
$$\sigma \propto s \propto G_F^2 m_e E_\nu$$

$$\frac{\sigma\left(\nu_\mu e \to \nu_\mu e\right)}{\sigma\left(\nu_\mu N \to X\right)} \approx 10^{-4}$$

Calcolo del rapporto delle sezioni d'urto (1/2)

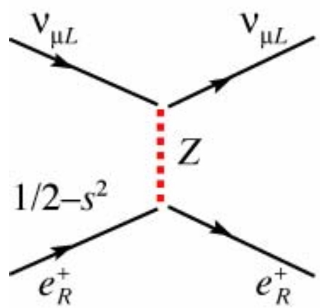
$\sigma\left(\nu_\mu e^- \to \nu_\mu e^-\right)$

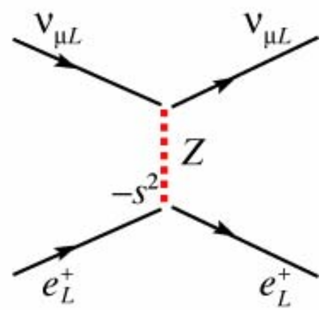




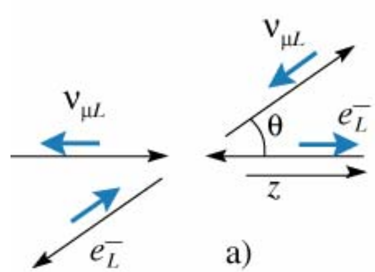
Sono distinguibili misurando le elicità $\Rightarrow$si sommano i quadrati

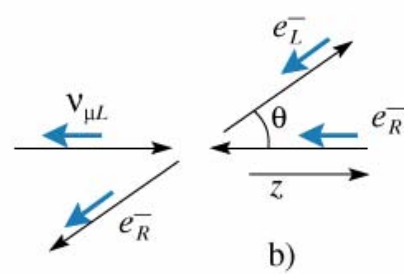
$\sigma\left(\bar{\nu}_\mu e^- \to \bar{\nu}_\mu e^-\right) =$
$= \sigma\left(\nu_\mu e^+ \to \nu_\mu e^+\right)$





L+*L*$\to$*L*+*L*





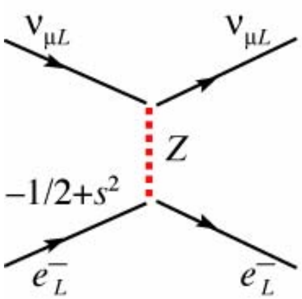
L+*R*$\to$*L*+*R*

J=0, J_z=0

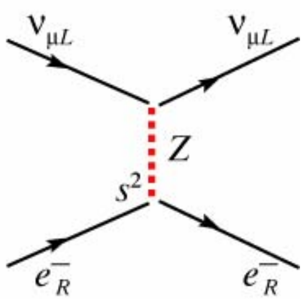
J=1, J_z=–1, uno su tre

Calcolo del rapporto delle sezioni d'urto (2/2)

$L+L \rightarrow L+L$

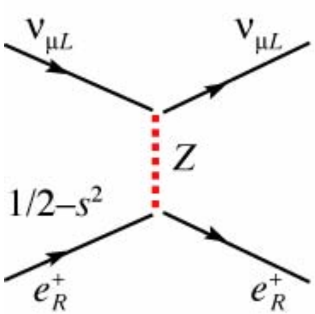


$L+R \rightarrow L+R \Rightarrow 1/3$

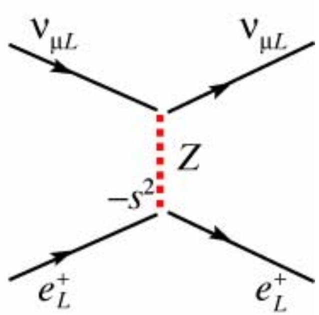


$$\sigma_{\nu_\mu e} = \frac{2G_F^2 m_e E_\nu}{\pi}\left[\left(-\frac{1}{2}+\sin^2\theta_W\right)^2 + \frac{1}{3}\sin^4\theta_W\right]$$

$L+L \rightarrow L+L \Rightarrow 1/3$



$L+R \rightarrow L+R$



$$\sigma_{\bar{\nu}_\mu e} = \frac{2G_F^2 m_e E_\nu}{\pi}\left[\frac{1}{3}\left(-\frac{1}{2}+\sin^2\theta_W\right)^2 + \sin^4\theta_W\right]$$

$$R = \frac{\sigma_{\nu_\mu e}/E_\nu}{\sigma_{\bar{\nu}_\mu e}/E_{\bar{\nu}}} = 3\,\frac{1-4\sin^2\theta_W + \frac{16}{3}\sin^4\theta_W}{1-4\sin^2\theta_W + 16\sin^4\theta_W}$$

Misura del rapporto dei flussi

$$R = \frac{\sigma_{\nu_\mu e} / E_\nu}{\sigma_{\bar{\nu}_\mu e} / E_{\bar{\nu}}} = 3\frac{1 - 4\sin^2\theta_W + \frac{16}{3}\sin^4\theta_W}{1 - 4\sin^2\theta_W + 16\sin^4\theta_W}$$

I fasci di neutrini e antineutrini non sono monocromatici. Hanno spettri di energia un po' diversi

Il rapporto misurato è

$$R_{\exp} = \frac{N(\nu_\mu e)}{\int \Phi_\nu(E_\nu) E_\nu dE_\nu} \frac{\int \Phi_{\bar{\nu}}(E_{\bar{\nu}}) E_{\bar{\nu}} dE_{\bar{\nu}}}{N(\bar{\nu}_\mu e)}$$

Bisogna misurare a parte il rapporto dei flussi

$$F \equiv \frac{\int \Phi_{\bar{\nu}_\mu}(E_{\bar{\nu}}) E_{\bar{\nu}} dE_{\bar{\nu}}}{\int \Phi_{\nu_\mu}(E_\nu) E_\nu dE_\nu}$$

Misurati i ratei di diversi processi di sezione d'urto nota

Quattro metodi indipendenti, per controllo

Determinato *F* a ±2%

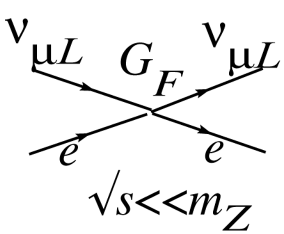
Obiettivo dell'esperimento $\Rightarrow \Delta\sin^2\theta_W = \pm\ 0.005$

Diffusioni $\nu_\mu e$. CHARM2

Le diffusioni di neutrini e antineutrini da elettroni sono processi puramente leptonici

Il calcolo delle sezioni d'urto è quindi privo di incertezze teoriche (presenti nella diffusione da nuclei), ma le sezioni d'urto sono molto piccole e quindi la loro misura è ardua

$$\frac{\sigma(\nu_\mu e \to \nu_\mu e)}{\sigma(\nu_\mu N \to X)} \approx 10^{-4}$$



$$\sigma_{\nu_\mu e} = \frac{2G_F^2 m_e E_\nu}{\pi}\left[\left(-\frac{1}{2}+\sin^2\theta_W\right)^2 + \frac{1}{3}\sin^4\theta_W\right]$$

$$\sigma_{\bar{\nu}_\mu e} = \frac{2G_F^2 m_e E_\nu}{\pi}\left[\frac{1}{3}\left(-\frac{1}{2}+\sin^2\theta_W\right)^2 + \sin^4\theta_W\right]$$

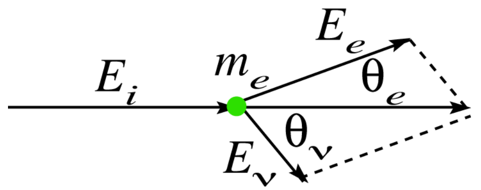
Strategia sperimentale

misurare sezioni d'urto di neutrini e antineutrini e prendere rapporto

$$R = \frac{\sigma_{\nu_\mu e}/E_\nu}{\sigma_{\bar{\nu}_\mu e}/E_{\bar{\nu}}} = 3\,\frac{1-4\sin^2\theta_W + \frac{16}{3}\sin^4\theta_W}{1-4\sin^2\theta_W + 16\sin^4\theta_W}$$

Urto elastico neutrino-elettrone

Il segnale cercato è molto raro, la sua firma è solo la presenza di un elettrone. Come distinguere dai fondi? **sfruttare la cinematica**



Le energie in gioco sono alte: quantità ≈ energie

$$E_i + m_e = E_e + E_\nu$$
$$0 = E_\nu \sin\theta_\nu + E_e \sin\theta_e$$
$$E_i = E_\nu \cos\theta_\nu + E_e \cos\theta_e$$

$$E_i = E_\nu + E_e - E_\nu\left(1-\cos\theta_\nu\right) - E_e\left(1-\cos\theta_e\right)$$
$$E_i = E_i + m_e - E_\nu\left(1-\cos\theta_\nu\right) - E_e\left(1-\cos\theta_e\right)$$
$$E_e\left(1-\cos\theta_e\right) = m_e - E_\nu\left(1-\cos\theta_\nu\right) \le m_e$$

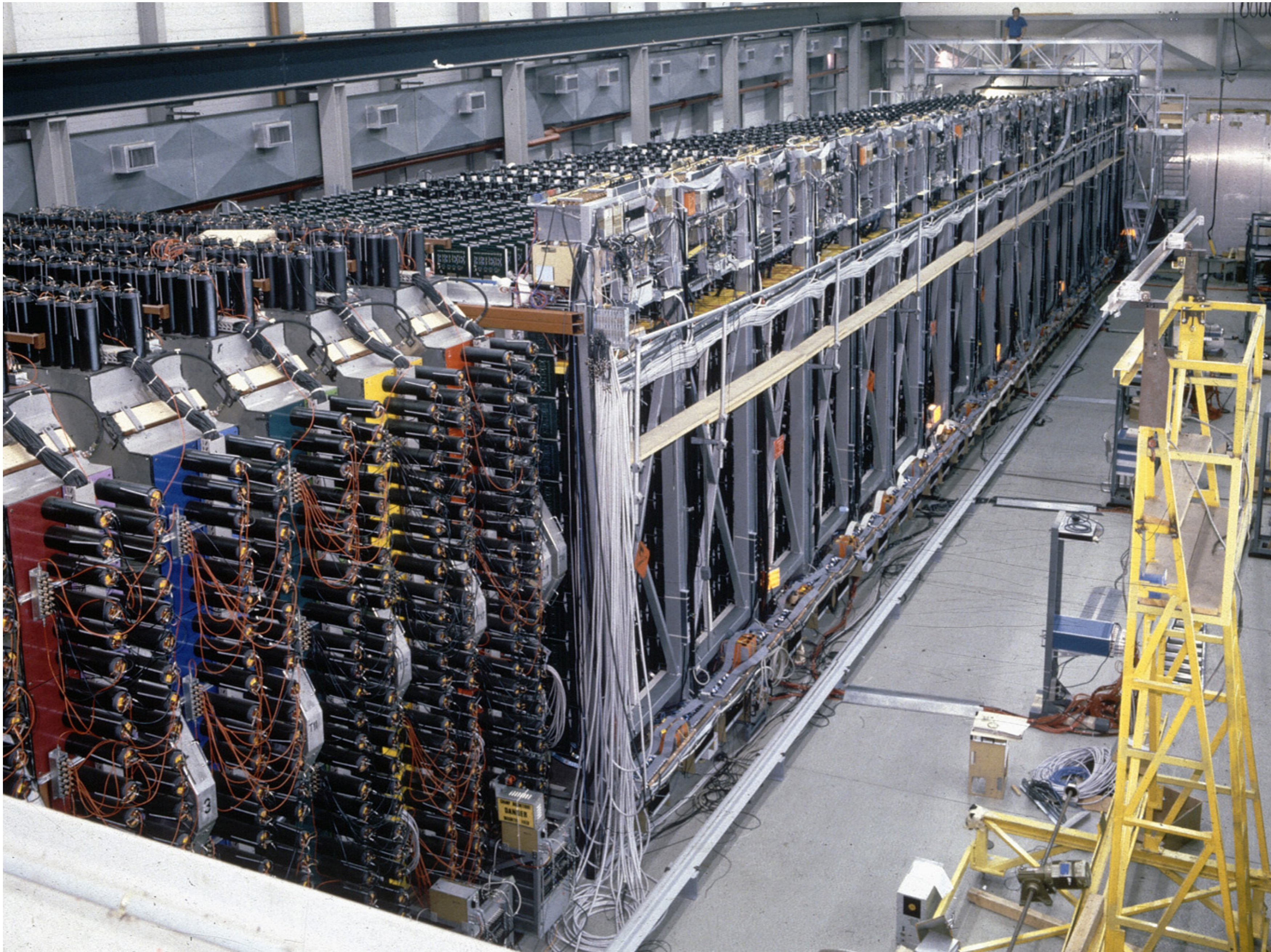
$$1-\cos\theta_e \le \frac{m_e}{E_e}$$

m_e/E_e è piccolissimo, quindi il coseno è molto vicino a 1

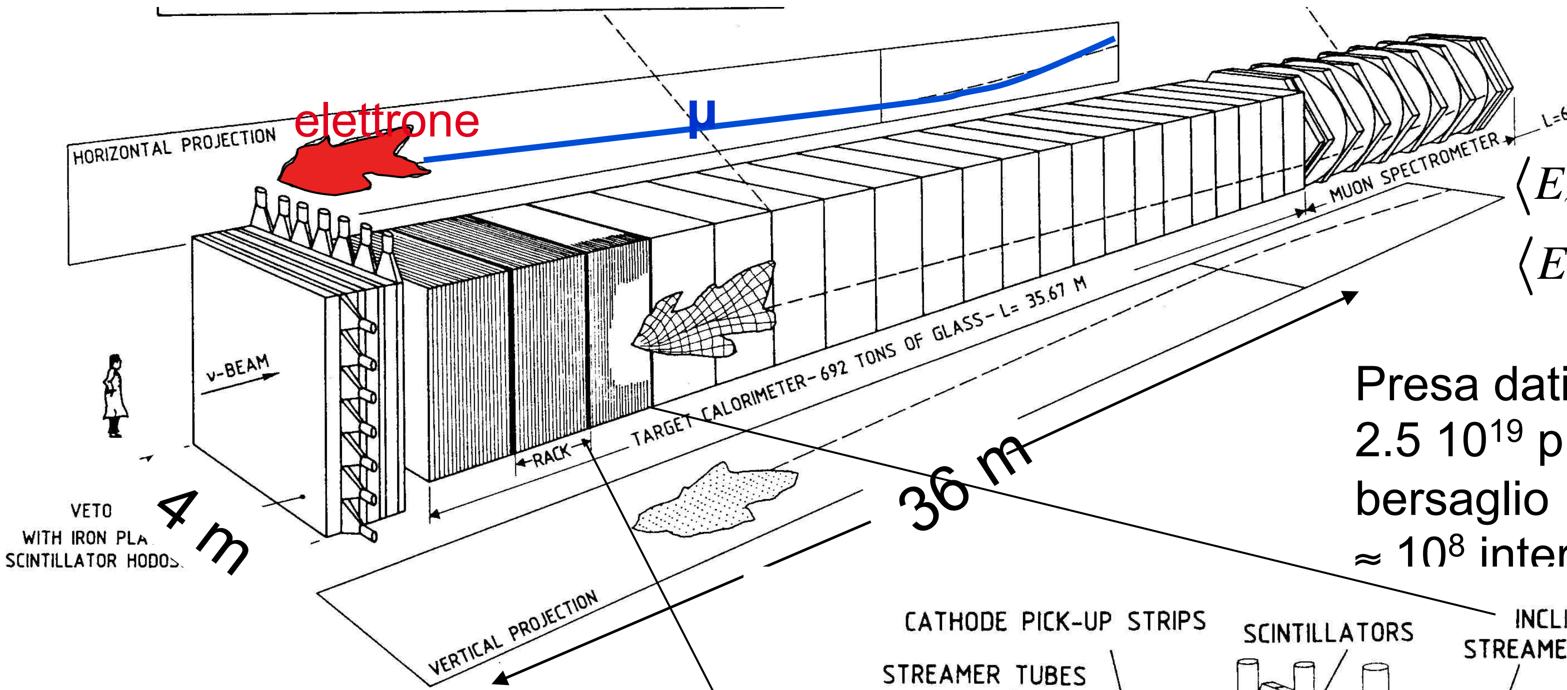
$$1-\cos\theta_e \simeq \frac{\theta_e^2}{2} \quad \Rightarrow \quad E_e\theta_e^2 \le 2m_e$$

La variabile cinematica fondamentale per distinguere il segnale dal fondo è il prodotto dell'energia dell'elettrone per il quadrato dell'angolo di diffusione. Bisogna misurare bene entrambe, soprattutto l'angolo (al quadrato)

CHARM2. L'apparato



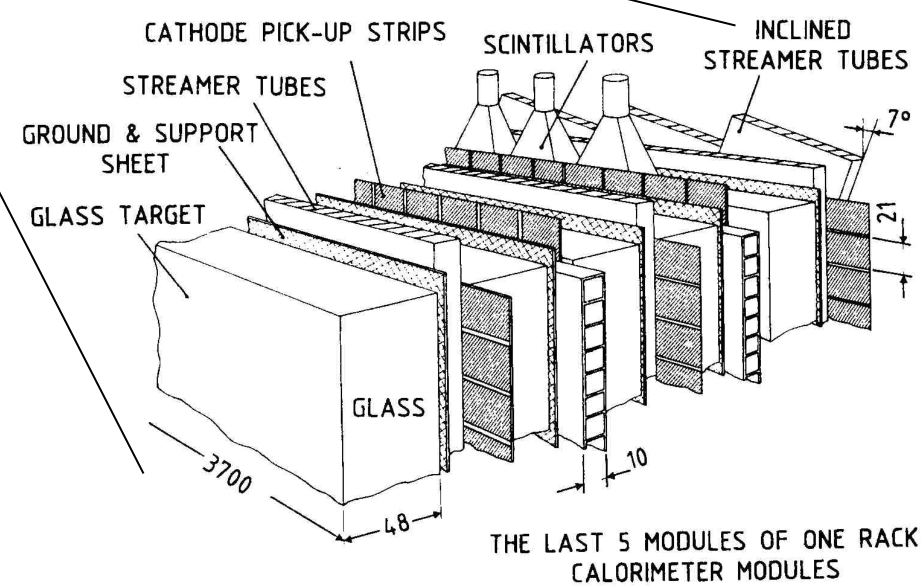
CHARM2. L'apparato



$\langle E_\nu \rangle = 23.8$ GeV

$\langle E_{\bar{\nu}} \rangle = 19.3$ GeV

Presa dati 1987-1991
2.5 10^{19} p su bersaglio
$\approx 10^{8}$ interazioni di ν



1. Grande massa: 692t

2.Buona risoluzione angolare

Assorbitore di basso Z (vetro)

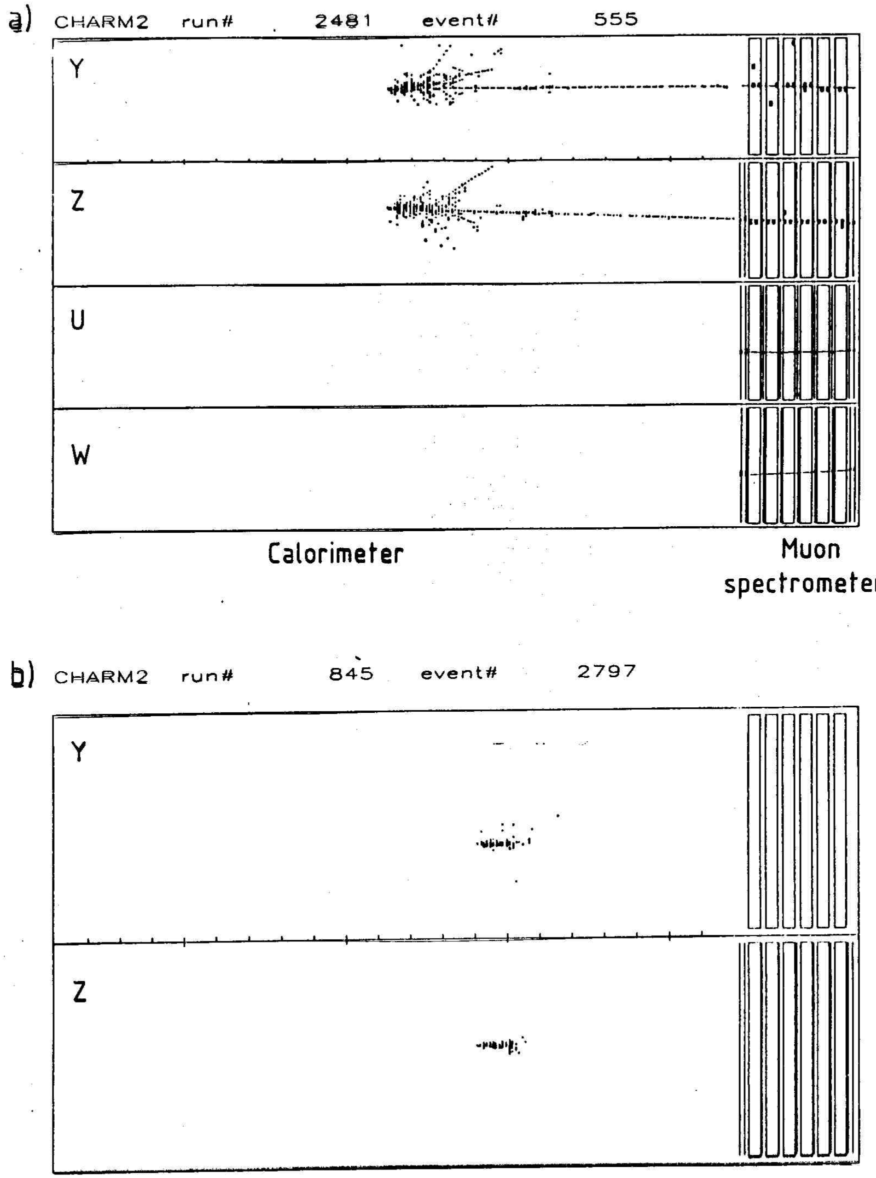
$\sigma(\theta)/\theta \propto Z/\sqrt{E}$

3. Granularità per definizione del vertice (distinzione *e* da π^0)

Elementi traccianti a grana fine

Tubi di Iarocci con celle di 1cm

CHARM2 un mu e un e



C.C.

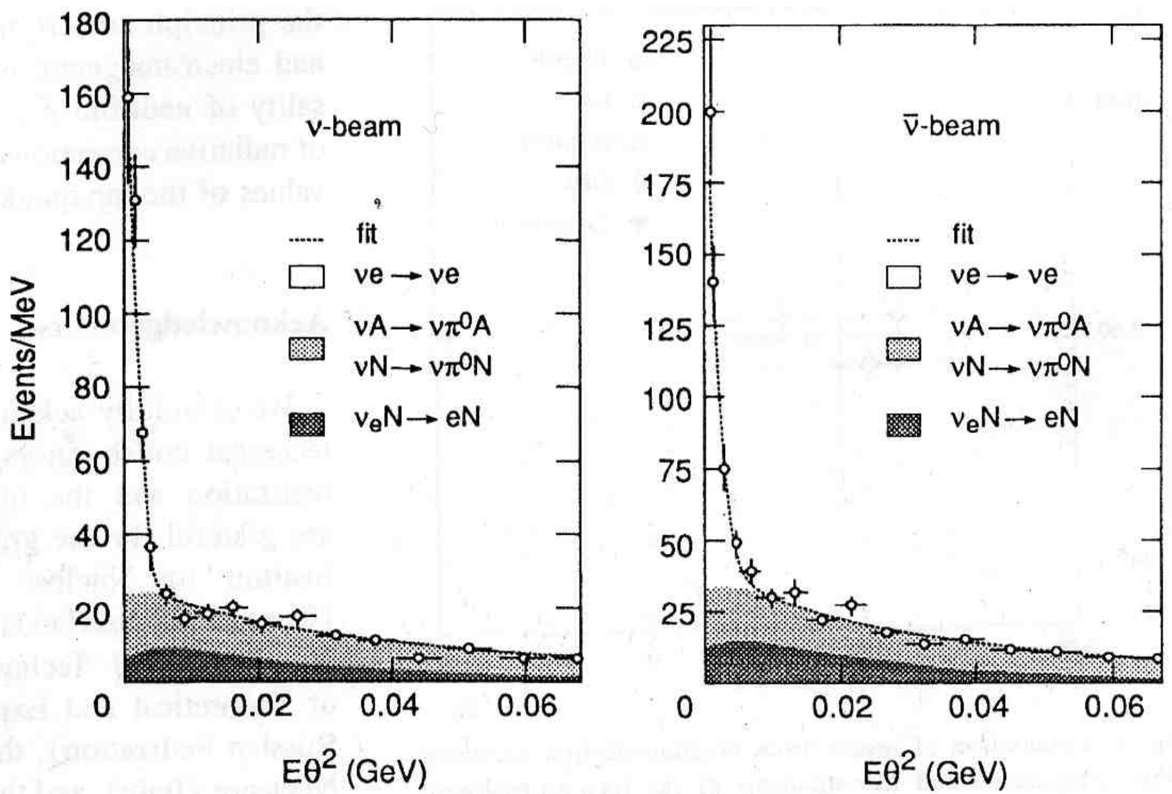
candid.

$\nu_\mu e$

Fig. 11

CHARM2

Il fondo principale è dovuto a quelle interazioni di “corrente neutra”, cioè senza μ nello stato finale, che danno π°. I γ dal decadimento del π° danno sciame come l’elettrone. Per distinguere si può usare il deposito di energia nello scintillatore. Infatti $\pi^\circ \to 2\gamma \to 4e$ e lo scintillatore è attraversato da 4 particelle al minimo di ionizzazione invece che da una. Però bisogna che non sia ancora iniziato lo sciame. Selezionare gli eventi nelle lastre di vetro subito a monte di uno stato di scintillatori A prezzo di ridurre la statistica si migliora il rapporto segnale/fondo e si può verificare se il fondo è compreso



Risultato finale (1994)

$$\sin^2_{\nu e}\theta_W = 0.2324 \pm 0.0058(stat.) \pm 0.0059(sist)$$

Charged Lepton couplings

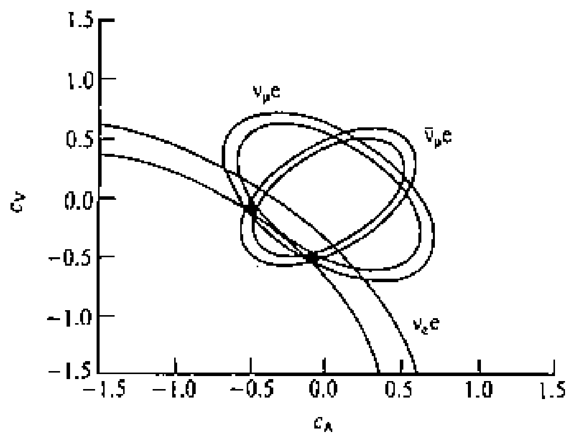
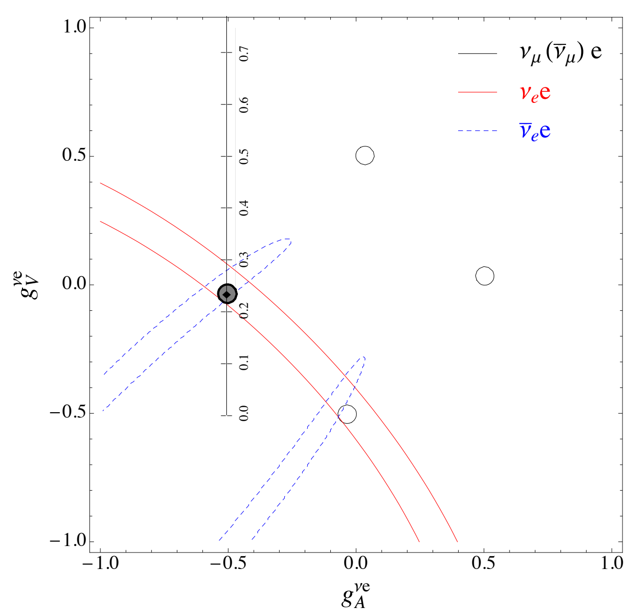
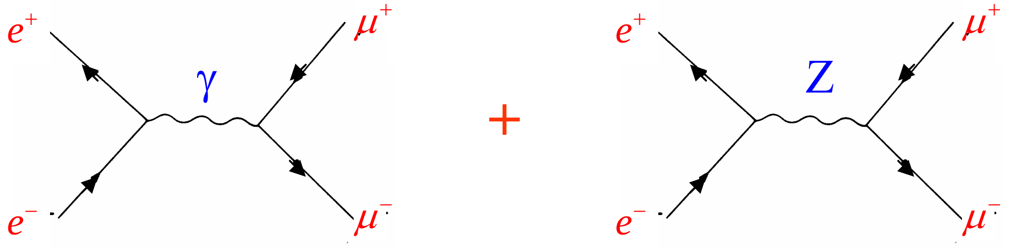


Figure 14.4 Plot of the vector and axial vector couplings, c_V and c_A, of charged leptons to the neutral current. The elliptical contours are the regions allowed by the measured ν_μ–e and $\bar{\nu}_\mu$–e cross-sections. Only two solutions (shaded) are consistent with recent results on ν_e–e scattering. The standard model favours the solution $c_V \approx 0$ and $c_A \approx -0.5$.



Interferenza elettrodebole nel processo $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$

- Il processo $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ viene descritto, all'ordine più basso, dai due seguenti diagrammi di Feynman:



- Per il calcolo della sezione d'urto occorre sommare le ampiezze dei due diagrammi:

$$\sigma \propto \left|A_\gamma + A_Z\right|^2 = \left|A_\gamma\right|^2 + \left|A_Z\right|^2 + 2\,\mathrm{Re}\left(A_\gamma \cdot A_Z^*\right)$$

- Questo processo fu studiato in particolare al collider Petra del laboratorio Desy di Amburgo a cavallo degli anni 80.
- Ad esempio, per un'energia del centro di massa di $\sqrt{s}=34$ GeV, il valore dei tre termini vale approssimativamente:

$$\left|A_\gamma\right|^2 \approx 0.1\,nb \quad ; \quad \left|A_Z\right|^2 \approx 1.5\cdot 10^{-4}\ nb\ ; \ \ 2\,\mathrm{Re}\left(A_\gamma \cdot A_Z^*\right) \approx 8\cdot 10^{-3}\ nb$$

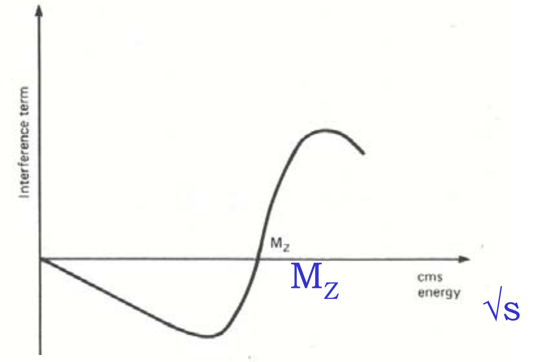
- Come si vede il termine di interferenza dà un contributo significativo; questo si manifesta sperimentalmente come una asimmetria nella sezione d'urto differenziale del processo, che è funzione dell'energia del centro di massa (si ricorda che le interazioni e.m. non violano la parità mentre quelle deboli la violano).
- Viene pertanto definita operativamente l'asimmetria avanti/indietro nel modo seguente:

$$A(s) = \frac{N_F - N_B}{N_F + N_B}$$

Dove N_F e N_B sono il numero di eventi che presentano un muone positivo nell'emisfero in avanti e all'indietro (definito rispetto alla direzione di volo del positrone incidente)

Interferenza elettrodebole nel processo $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$

Il termine di interferenza, e quindi l'asimmetria, dipende da √s. Alla massa dello Z si annulla e poi cambia segno.

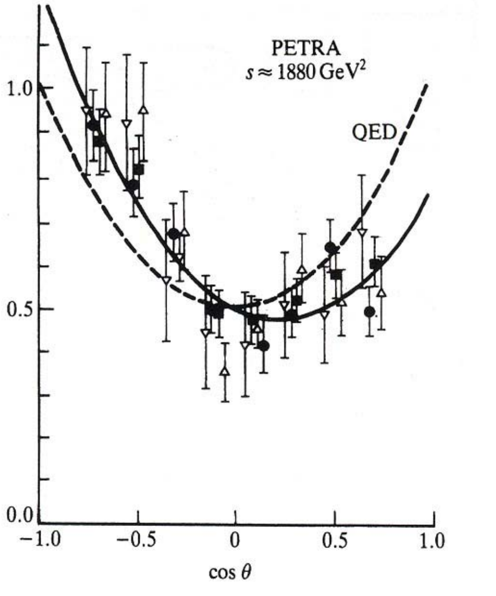


- Per energie del centro di massa tali che √s << Mz come quelle di Petra l'asimmetria avanti/indietro ha la seguente dipendenza dalle costanti di accoppiamento dello Z con i fermioni:

$$A(s) = \frac{\sigma_F - \sigma_B}{\sigma_F + \sigma_B} = -\frac{3s}{4\sqrt{2}\pi\alpha} C_A^e C_A^\mu$$

Distribuzione angolare della reazione $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ a $\sqrt{s} \approx 43$ GeV. Il best fit alla distribuzione angolare da l'asimmetria di:

$$A(s) = \frac{N_F - N_B}{N_F + N_B} = -0.18 \pm 0.2$$



- L'asimmetria avanti/indietro dipende solo dall'accoppiamento assiale che non contiene l'angolo di Weimberg ($C_A = I_3$). Tuttavia dalla misura della sezione d'urto (totale e/o differenziale) confrontata con quella di QED (scambio solo del fotone) si può determinare l'angolo di Weimberg. Da questi dati si trova:

$$\boxed{\sin^2\theta_W = 0.210 \pm 0.019\,(\text{stat.}) \pm 0.013\,(\text{syst.})}$$

- Prendendo il valore di $\sin^2\theta_W$ e di M_Z misurato da altri esperimenti, si può misurare CA2 (assumendo l'universalità leptonica) e controllare se il valore misurato è in accordo con le previsioni del MS ($C_A = I_3 = -1/2$)