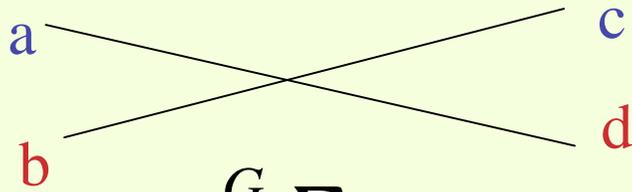


Fisica Nucleare e Subnucleare II

Lezioni n. 21 e 22

- Esperimenti con neutrini agli acceleratori : misura della polarizzazione di μ^+ prodotti in interazioni di antineutrini



$$L = \frac{G}{\sqrt{2}} \sum_i c_i [\bar{u}_c O_i u_a] \cdot [\bar{u}_d O_i u_b]$$

c_i = costanti di accoppiamento

$i = S, V, T, A, P$

FERMI \Rightarrow CORRENTI DEBOLI = CORRENTI E.M.

\Rightarrow puri vettori

$$\bar{u} \gamma_\mu u$$

(cioè la corrente si trasforma come un vettore sotto trasformazioni di Lorentz)

IN GENERALE partendo dagli spinori di DIRAC che rappresentano i fermioni interagenti si possono 'costruire' altri tipi di interazione:

$$\bar{u} O_i u$$

\hookrightarrow operatore lineare matrice 4×4 nello spazio degli spinori di DIRAC

16
INDIP.
OPERAT.
LINEARI

$$O_S = 1 \quad \text{SCALARE}$$

$$O_V = \gamma_\mu \quad \text{VETTORE}$$

$$O_T = i(\gamma_\mu \gamma_\nu - \gamma_\nu \gamma_\mu) \quad \text{TENSORE}$$

$$O_A = i \gamma_5 \gamma_\mu \quad \text{VETTORE ASSIALE}$$

($\gamma_5 = \gamma_1 \gamma_2 \gamma_3 \gamma_4$)

$$O_P = \gamma_5 \quad \text{PSEUDO SCALARE}$$

Gli operatori lineari che agiscono sugli spinori di Dirac

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad \gamma^1 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

$$\gamma^2 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & +i & 0 \\ 0 & +i & 0 & 0 \\ -i & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \gamma^3 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

$$\gamma^5 = \gamma_5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

$$\text{con } \gamma_5^2 = 1; \quad \gamma_5\gamma_\mu + \gamma_\mu\gamma_5 = 0$$

La Lagrangiana di interazione C.C. debole

NELLA FORMA PIU' GENERALE
UNA LAGRANGIANA INVARIANTE SOTTO
TRASF. DI LORENTZ PUO' ESSERE

$$L = \frac{G}{\sqrt{2}} \sum_i c_i [\bar{u}_c O_i u_a] \cdot [\bar{u}_d O_i (1 + \epsilon_i \gamma_5) u_b]$$

$$i = S, V, T, A, P$$

c_i costanti di accoppiamento

assicura la
violazione
di parita'

max. violazione
di parita' si ha

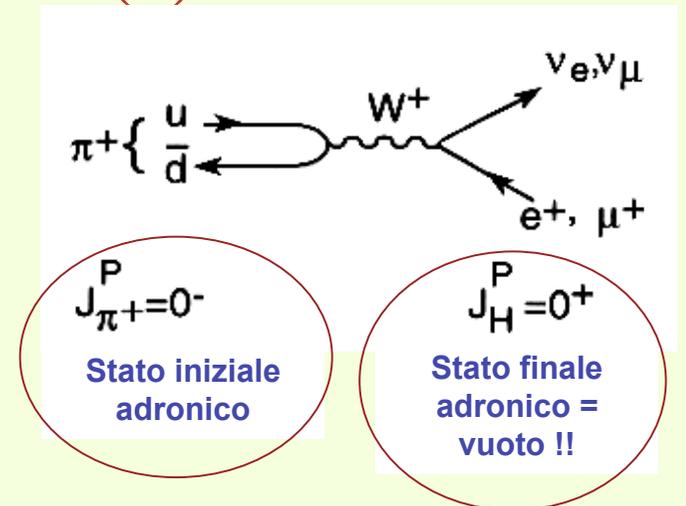
$$\text{se } \epsilon_i = \pm 1$$

$$\epsilon_i = +1 \Rightarrow V_L$$

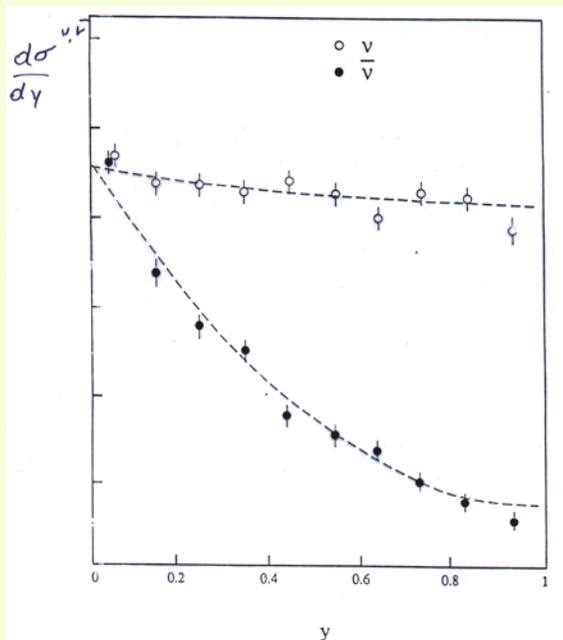
$$\epsilon_i = -1 \Rightarrow V_R$$

Motivazioni dell'esperimento (1)

Abbiamo visto che nel decadimento del pione (quindi a bassa energia, $\sim 100\text{MeV}$) l'interazione di corrente carica è dominata da termini V, A . Si voleva studiare (1979) cosa succede per energie molto maggiori ($\sim 10\text{GeV}$)



Analizzando in dettaglio il decadimento del pione: la transizione $J^P = 0^- \rightarrow 0^+$ ha comportamento di **vettore assiale**

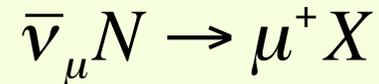


Dallo studio delle sezioni d'urto differenziali $d\sigma/dy$ le interazioni di C.C. di neutrini (antineutrini) su nucleoni sembravano dominate da interazioni **V-A** (cioè interazioni Vettoriali e Vettore-Assiali con $c_V = -c_A$), ma non poteva essere escluso un contributo, nella Lagrangiana d'interazione, di termini con operatori del tipo S(calare), P(seudoscalare), T(ensoriale)

Motivazioni dell'esperimento (2)

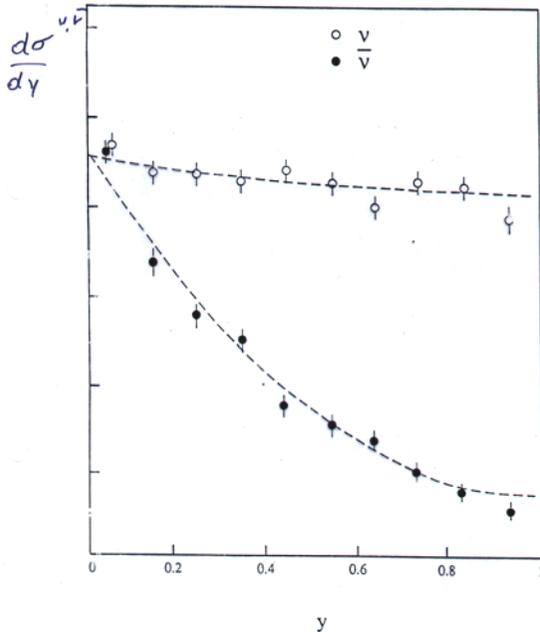
Per risolvere il dubbio se a tali interazioni contribuiscono o correnti di tipo S, P o T, oltre a studiare le $d\sigma/dy$ bisognerebbe misurare l'elicità dei muoni prodotti nell'interazione dei neutrini.

Studiamo le interazioni semileptoniche di antineutrini:

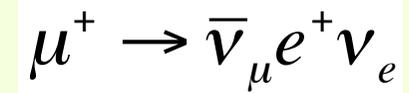
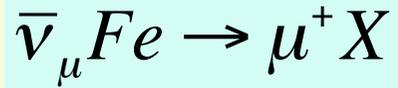


- Correnti del tipo V ed A preservano l'elicità : il μ^+ deve avere la stessa elicità (positiva) dell'antineutrino
- Eventuali correnti del tipo S, P o T comportano un "flip" dell'elicità e quindi dovremmo trovare il μ^+ con elicità opposta a quella dello antineutrino (negativa).

L'esperimento deve permettere di far interagire un $\bar{\nu}_\mu$, tracciare e seguire il μ^+ fino a quando si ferma ed attendere il suo decadimento per studiarne la polarizzazione



Gli esperimenti coinvolti nella misura



CDHSW

CHARM

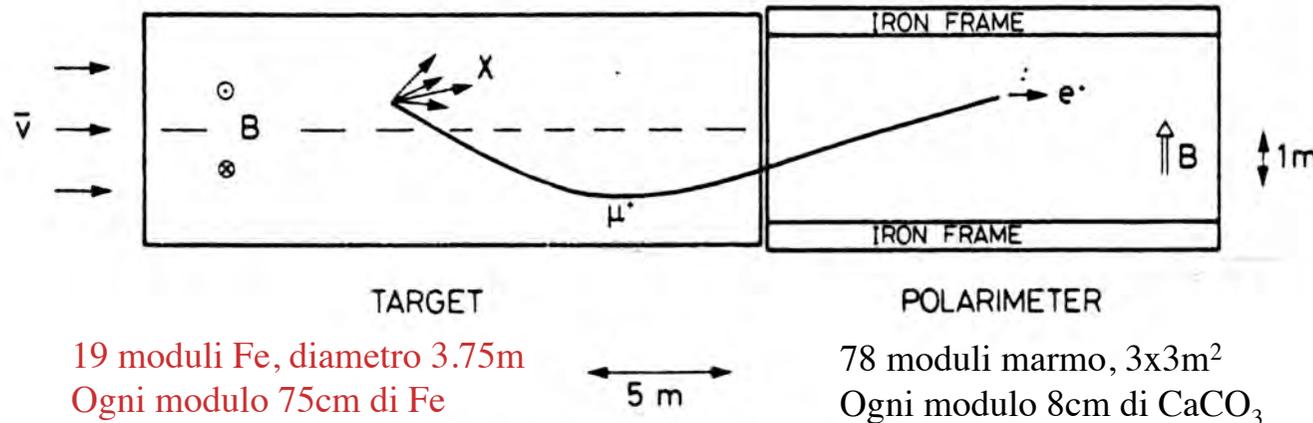
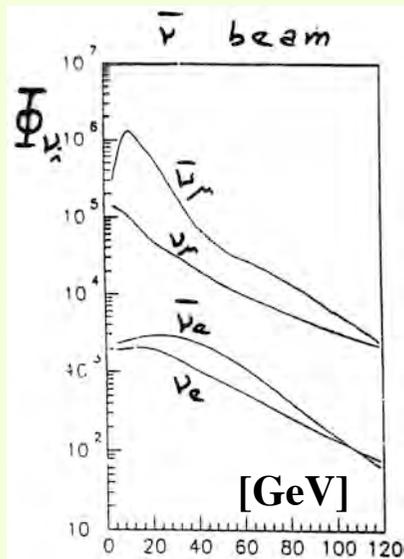
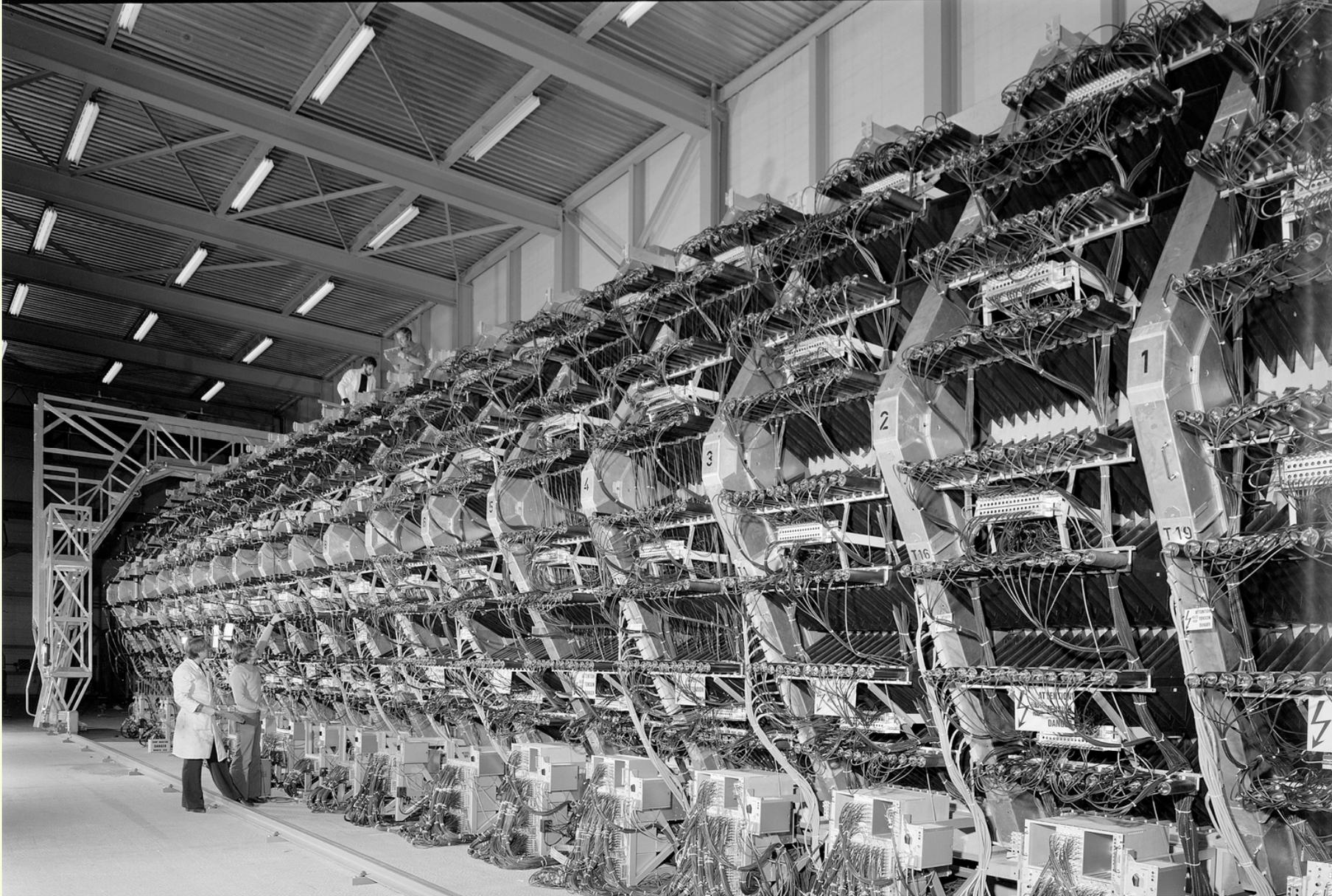


Fig. 1. Layout of the polarization experiment.

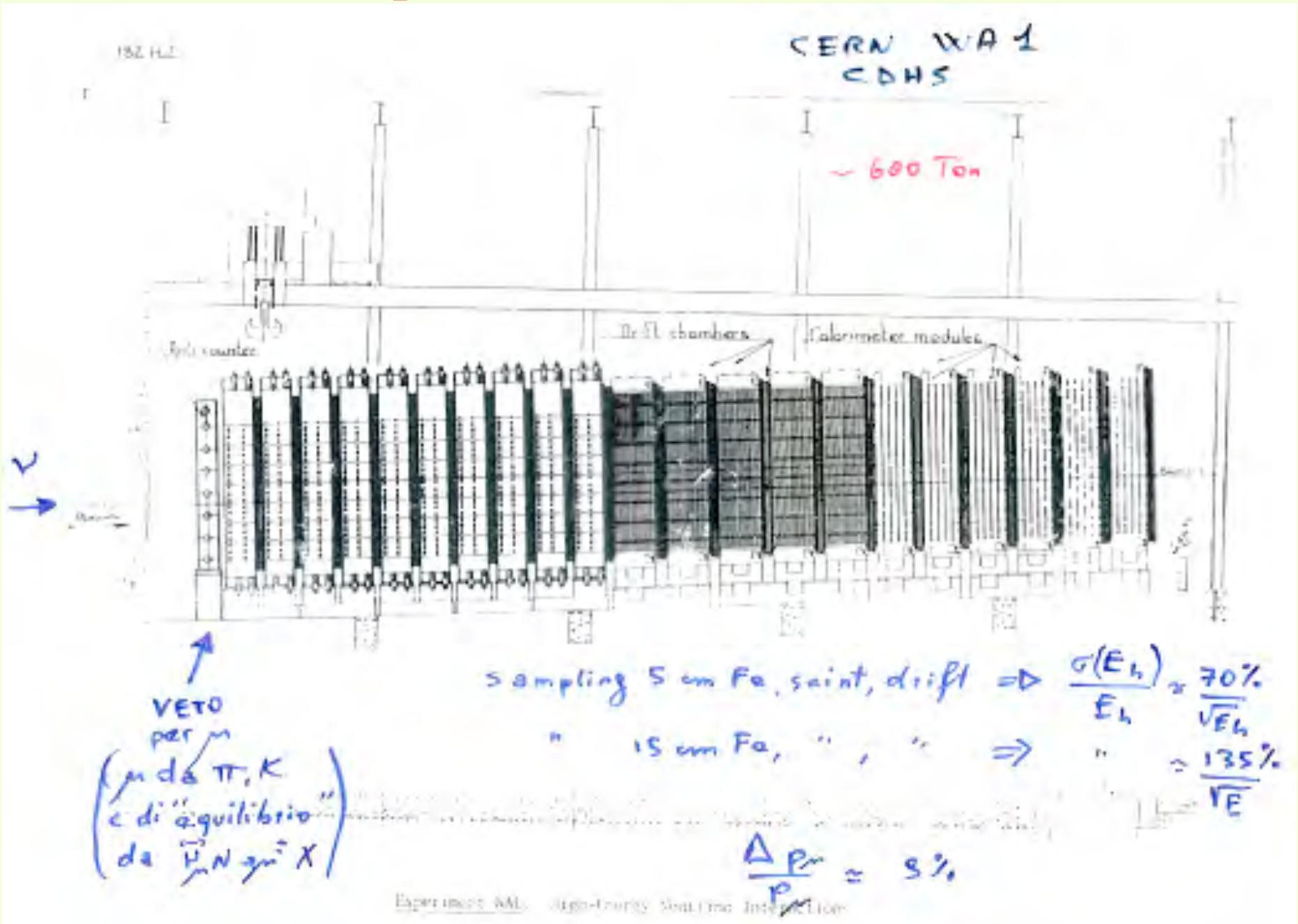
Bersaglio (CDHS): 19 moduli Fe magnetizzati (16.5 kG) equipaggiati con camere a drift e scintillatori: nel traversare un modulo un muone deposita ~ 1.2 GeV. Il campo magnetico permette di focalizzare il μ^+ verso il polarimetro

Polarimetro (CHARM): 78 moduli CaCO₃ equipaggiati drift tubes (traccia dei μ^+) e scintillatori (per osservare e^+). Una cornice di ferro magnetizzato genera nei moduli un campo magnetico di 58 G

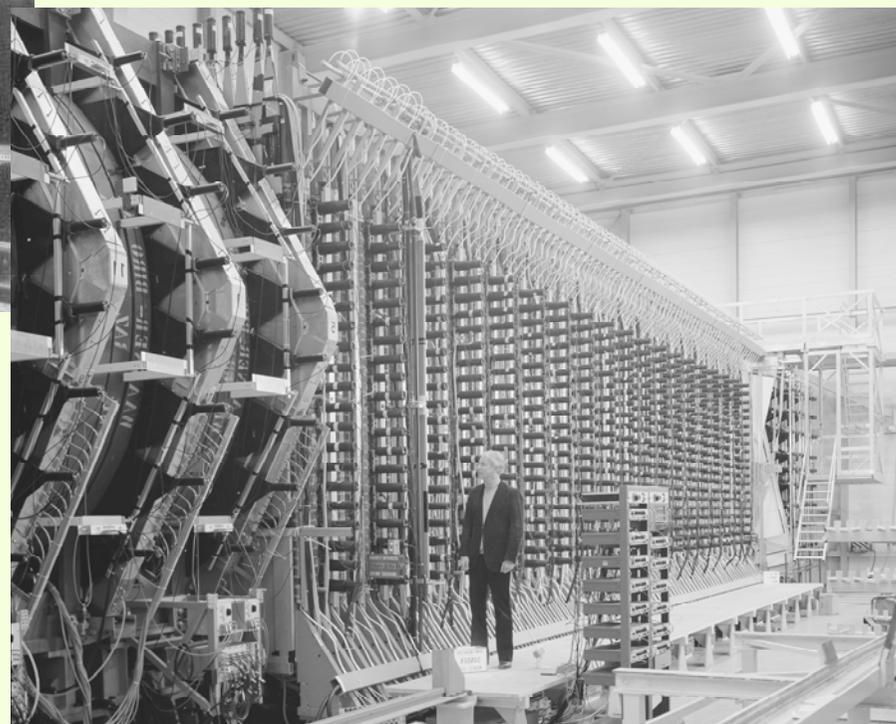
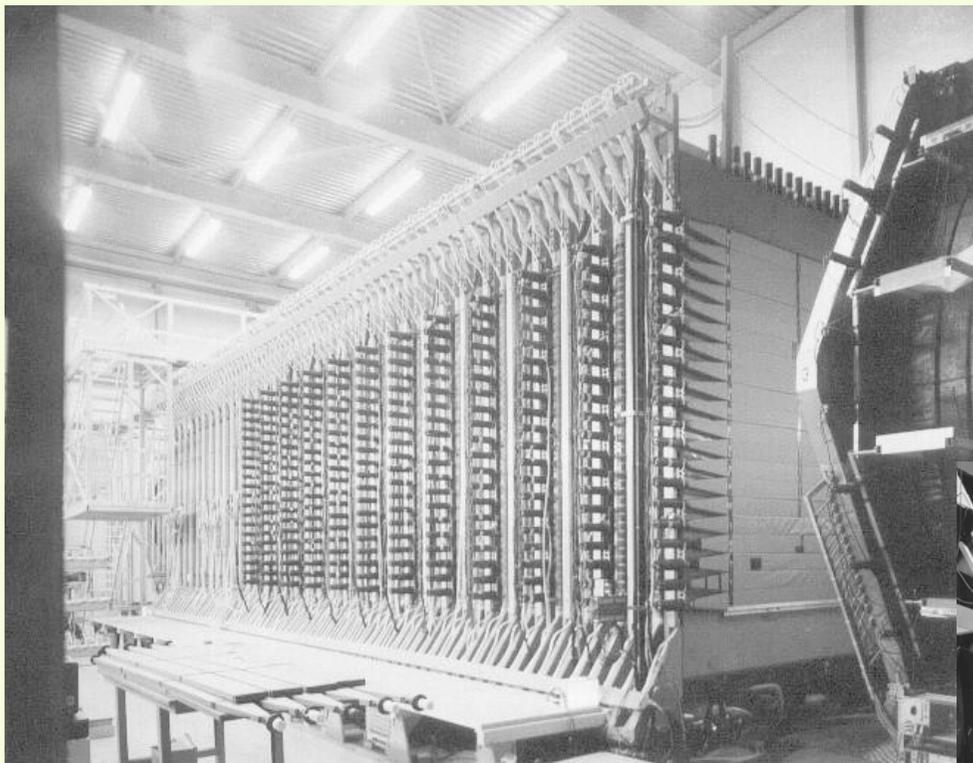
L'esperimento CDHSW - WA1



L'esperimento CDHSW - WA1



CHARM - WA18



Il "polarimetro", il rivelatore CHARM

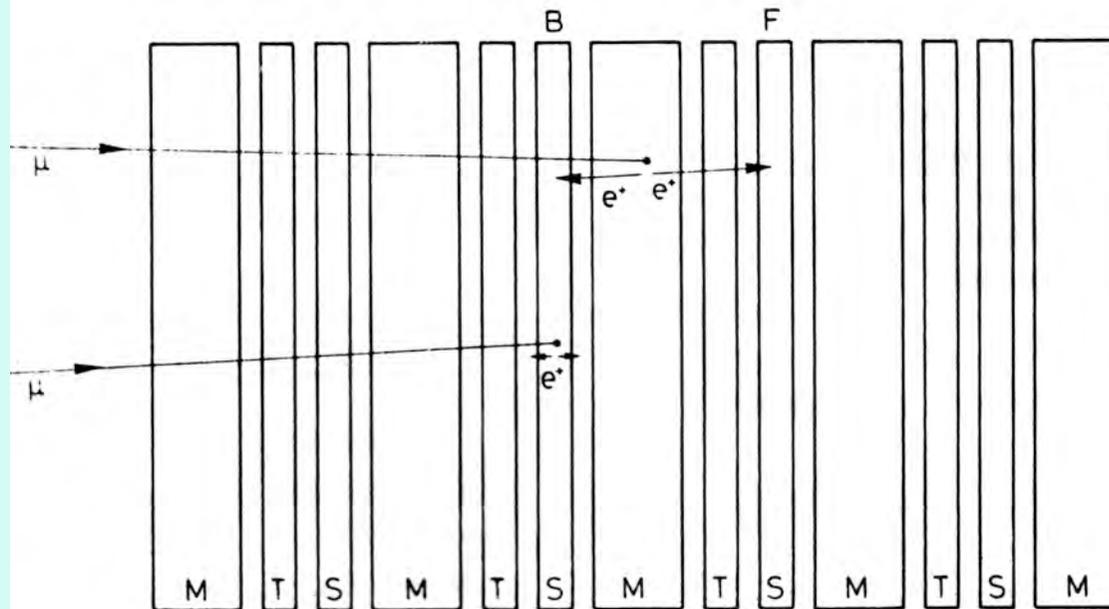
I moduli di marmo, CaCO_3 , frenano il μ^+ che perde energia per ionizzazione $-dE/dx \sim 2 \text{ MeV g cm}^{-2}$, $\rho \sim 2.7 \text{ g cm}^{-3} \rightarrow$ i muoni si fermano e decadono

I moduli di marmo, CaCO_3 , frenano i μ^+ ma non li "depolarizzano": da misure effettuate su un fascio di muoni polarizzati si è visto che la polarizzazione residua di un μ^+ portato a riposo è $96 \pm 10\%$.

Lo spin dei muoni "a riposo" precece nel campo magnetico presente (58G) con un periodo di $1.3 \mu\text{s}$ (o anche $\omega = 4.92 \text{ MHz}$).

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

F = Forward e^+
B = Backward e^+



M = Marble
T = Prop. tubes
S = Scintillator

Il decadimento "a riposo" del μ^+ è un processo di tipo V-A: nel decadimento del μ^+ positroni emessi di preferenza nella direzione dello spin del μ^+ !!!

Se lo spin dei muoni "a riposo" precece nel campo magnetico ci aspettiamo una asimmetria "F"- "B" funzione del tempo

Schematic view of the polarimeter structure with examples of μ^+ stopping and decaying in marble (M) and in scintillator (S). The stopping μ track is measured using the proportional drift tubes (T).

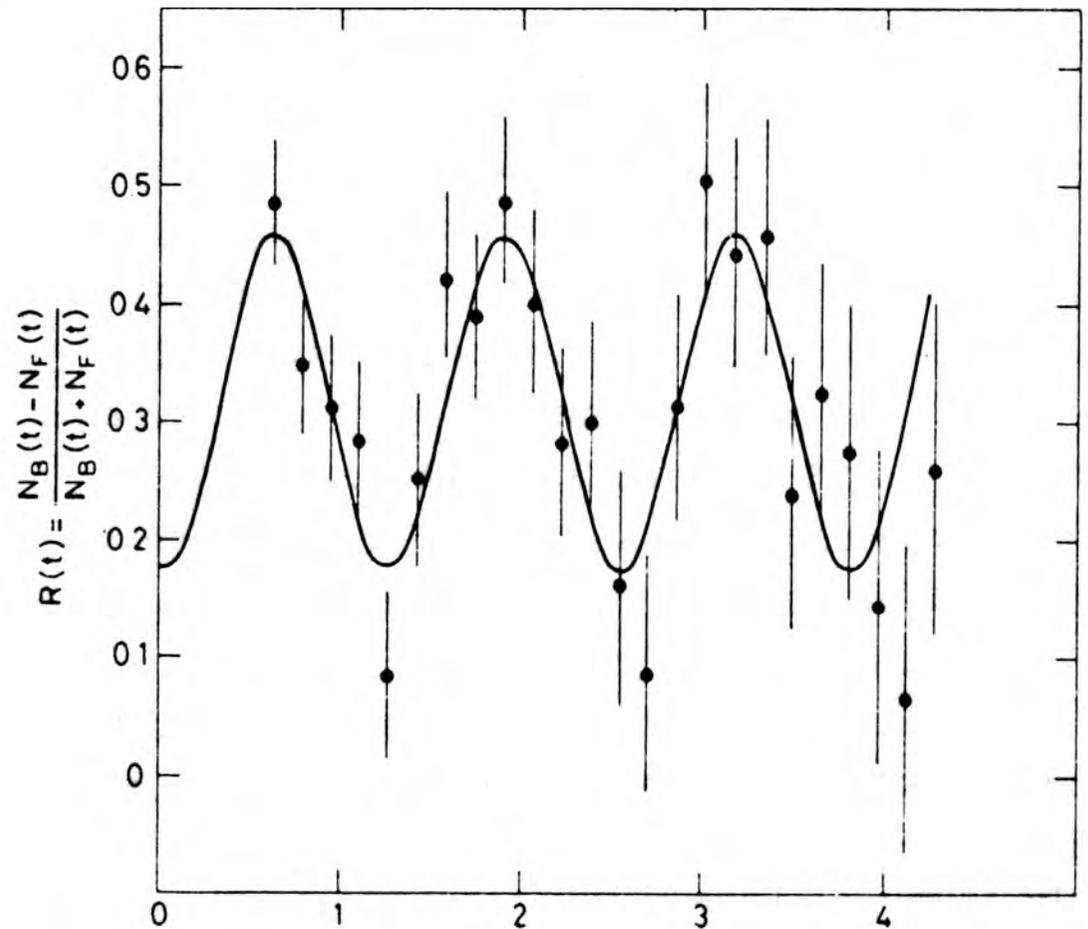
La quantità "osservabile": asimmetria forward-backward nell'emissione del positrone

Acquisizione dei dati:

- Si chiede un μ entrante nel "veto"
- Energia depositata nel calorimetro
- Una traccia che penetra nel calorimetro e si ferma in un volume di fiducia di $2.7 \times 2.7 \times 4 \text{ m}^3$
- Dopo la condizione di "stop" si acquisisce un eventuale segnale (tempo ed energia depositata) nei piani di scintillatori adiacenti la zona in cui il μ si è fermato.

- 13.000 eventi registrati
- 3400 eventi con segnale da e^+ in una finestra temporale ($0.56 < t < 4.38$) μs
- La "vita media" misurata dei μ^+ decaduti $\tau = 2.16 \pm 0.08 \mu\text{s}$

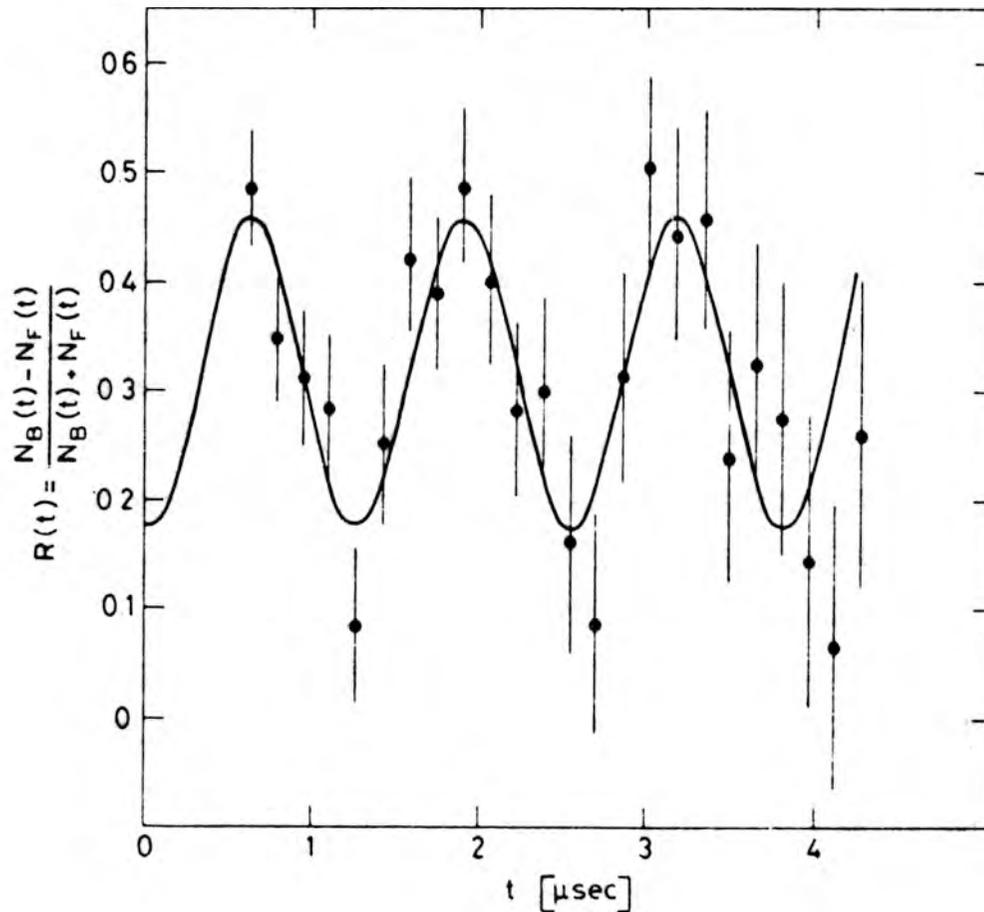
$$R(t) = \frac{N_B(t) - N_F(t)}{N_B(t) + N_F(t)} = R_0 \cos(\omega t + \phi) + R_1$$



Tempo dall'istante di " μ stop" t [μsec]

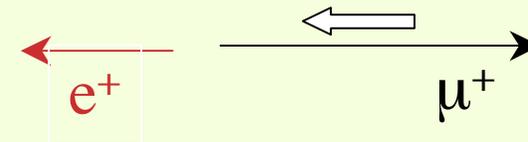
L'asimmetria

$$R(t) = \frac{N_B(t) - N_F(t)}{N_B(t) + N_F(t)} = R_0 \cos(\omega t + \phi) + R_1$$

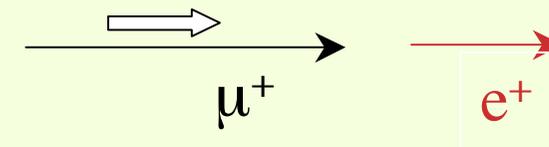


La fase ϕ dell'oscillazione è legata all'elicità del μ^+ :

- $\phi = 0$ (positrone emesso in direzione Backward) e quindi μ^+ con elicità negativa



- $\phi = -\pi$ (positrone emesso in direzione Forward) e quindi μ^+ con elicità positiva



- R_0 , l'ampiezza dell'oscillaz. è legata all'intensità della polarizz. longitudinale P : $R_0 = \alpha \cdot P$ dove α è l'efficienza nella misura della polarizzaz.

R_1 è un termine che tiene conto dei μ^+ che si sono fermati negli scintillatori

Caratteristiche degli eventi registrati

Average values of some kinematical quantities characterizing the antineutrino interactions and the μ^+ detected in the experiment.

$$\langle p_{\mu} \rangle = 16.1 \pm 0.35 \text{ GeV}/c$$

$$\langle E_{\text{tot}} \rangle = 26.5 \pm 0.85 \text{ GeV}$$

$$\langle E_{\text{had}} \rangle = 10.2 \pm 0.75 \text{ GeV}$$

$$\langle x \rangle = 0.19 \pm 0.01$$

$$\langle y \rangle = 0.34 \pm 0.01$$

$$\langle Q^2 \rangle = 3.2 \pm 0.3 \text{ GeV}^2$$

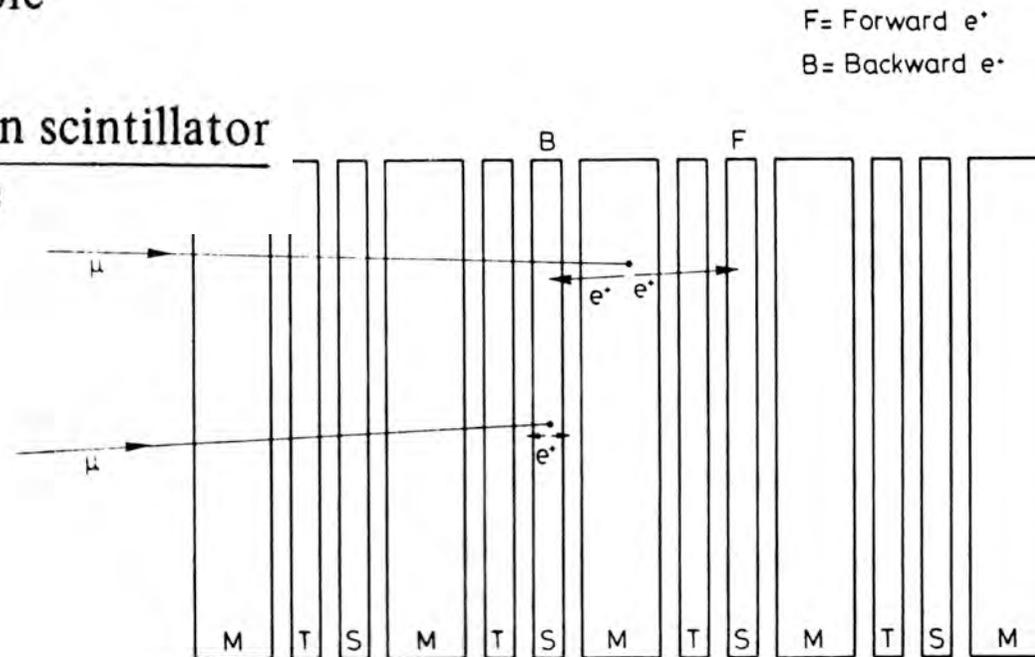
... tenendo conto della tecnica sperimentale ...

$$R(t) = \frac{\epsilon_M}{\epsilon_M + \beta} R_0^M \cos(\omega t + \phi) + \frac{\beta}{\epsilon_M + \beta}$$

where

$$\epsilon_M = \frac{\text{number of } e^+ \text{ from } \mu\text{-stops in marble}}{\text{number of } \mu\text{-stops in marble}}$$

$$\beta = \frac{\text{number of } e^+ \text{ from } \mu\text{-stops in scintillator}}{\text{number of } \mu\text{-stops in marble}}$$

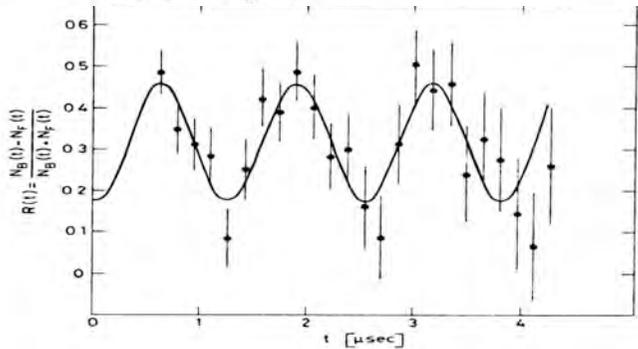


$$R(t) = \frac{N_B(t) - N_F(t)}{N_B(t) + N_F(t)} = R_0 \cos(\omega t + \phi) + R_1$$

M = Marble
T = Prop. tubes
S = Scintillators

Schematic view of the polarimeter structure with examples of μ^+ stopping and decaying in marble (M) and in scintillator (S). The stopping μ track is measured using the proportional drift tubes (T).

$$R(t) = \frac{N_B(t) - N_F(t)}{N_B(t) + N_F(t)} = R_0 \cos(\omega t + \phi) + R_1$$



I risultati

Physics Letters 86B, n.2 - 229-233 (1979)

Dati

Monte Carlo con P=+1

P=+(1.09±0.22)

R_0

0.14 ± 0.02

0.14 ± 0.01

ϕ

-3.1 ± 0.2

-3.14

R_1

0.32 ± 0.02

0.36 ± 0.01

Nei limiti dell'errore sperimentale l'elicità dei μ^+ prodotti nelle interazioni di C.C. di antineutrino $\bar{\nu}_\mu N \rightarrow \mu^+ X$ è stata misurata ed è risultata essere "positiva" consistente con il fatto che le correnti che partecipano all'interazione sono puramente del tipo V ed A.

Viene posto un limite superiore ad un eventuale contributo di correnti del tipo S, P e T

$$\frac{\sigma_{S,P,T}}{\sigma_{Tot}} \leq 18\% \quad \text{al } 95\% \text{ di livello di confidenza}$$