

Introduzione a

Simmetrie discrete, violazione di CP e fisica del sapore

M. S. Sozzi
Universita' di Pisa
Maggio 2011

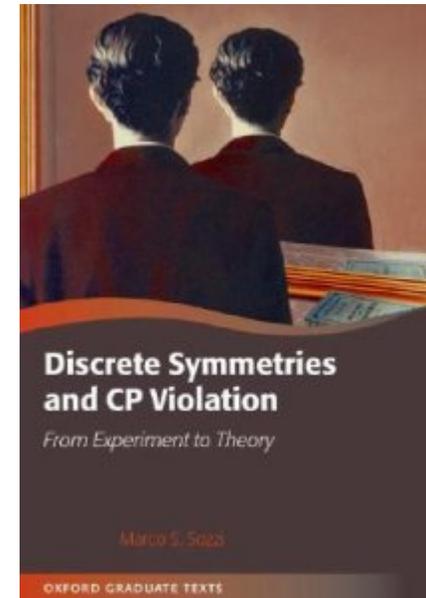


Programma

- Introduzione: simmetrie e violazione di CP
- Il sistema dei mesoni K
- La scoperta della violazione di CP
- Misure di violazione di CP
- Approcci sperimentali
- La ricerca di violazione di CP diretta
- Confronto con i mesoni pesanti
- Violazione di CP in altri sistemi
- Aspetti cosmologici, ricerca di antimateria
- Prospettive

Bibliografia

Discrete symmetries and CP violation
Oxford University Press (2008)



CP Violation: from quarks to leptons
Proceedings 163 corso Scuola E. Fermi (Varenna)
SIF (2006)

Approfondimento

Simmetrie discrete:

- J.J. Sakurai - Modern quantum mechanics
- J.J. Sakurai - Advanced quantum mechanics

Violazione di CP in generale:

- G. Branco *et al.* - CP violation - Cambridge U.P. (2000)
- I. Bigi, A. Sanda - CP violation - Cambridge U.P. (2000)
- R. Sachs - The physics of time reversal - Chicago U.P. (1987)

Origini della violazione di CP:

- V.L. Fitch - Rev. Mod. Phys. 53 (1981) 367
- J.W. Cronin - Rev. Mod. Phys. 53 (1981) 37

Sistema dei mesoni K:

- R. Belusevic - Neutral kaons - Springer
- The second DaΦne Physics handbook - INFN (1999)

Violazione diretta di CP:

- B. Winstein, L. Wolfenstein - Rev. Mod. Phys. 65 (1993) 1113
- M. Sozzi, I. Mannelli - Riv. Nuovo Cim. 26(1) (2003) 1

Sistema dei mesoni B:

- The BABAR physics book - SLAC-R-504 (1999)

Aspetti cosmologici:

- Kolb, Turner - Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 33 (1983) 645.

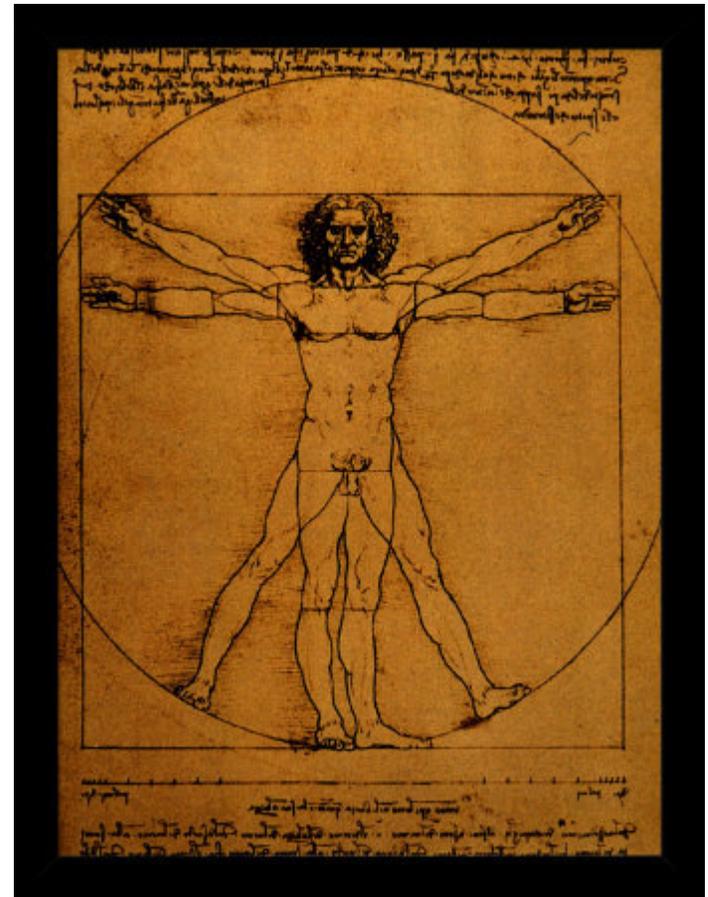
Simmetrie e violazione di CP

Simmetria

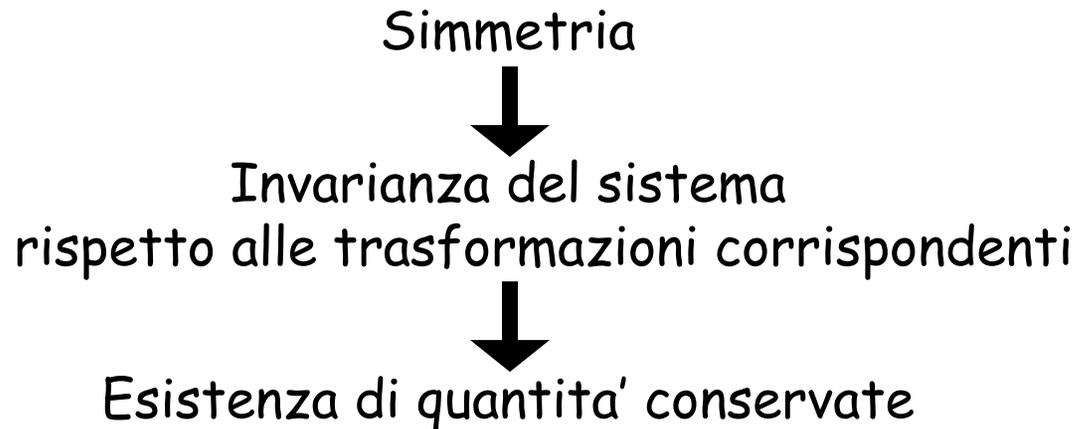
Simmetria [dal gr. *Symmetria*, comp. Di *syn* 'sin-' e *-metria* '-metria'] s.f. 1 (gener.) In un oggetto, un corpo, un insieme, una struttura e sim., disposizione dei vari elementi che lo compongono tale che rispetto a un dato punto, asse o piano cui si fa riferimento vi sia tra esse piena corrispondenza di forma, dimensione, posizione e sim.

Simmetrie in fisica

1. Importanza nel processo induttivo di ricerca di leggi naturali sconosciute
2. Validita' dei risultati al di la' di modelli specifici



Simmetrie e leggi di conservazione



Teorema di Noether: *ad ogni simmetria continua uniparametrica della Lagrangiana e' associata una corrente locale conservata.*



Esempi di simmetrie ed invarianze *continue*:

(1) **Omogeneita' dello spazio:**

Simmetria per **traslazione**
Conservazione dell'**impulso**

(2) **Isotropia dello spazio:**

Simmetria per **rotazione**
Conservazione del **momento angolare**

(3) **Omogeneita' del tempo:**

Simmetria per **traslazione temporale**
Conservazione dell'**energia**

(4) **Invarianza *di gauge* per variazione di fase globale:**

Conservazione della **carica elettrica**

(5) **Invarianza *di gauge* per variazione di fase locale:**

Accoppiamento alla **radiazione**

Simmetrie in m.q.

- **Trasformazioni:** descritte da *operatori lineari unitari* $O^\dagger = O^{-1}$ (conservazione della probabilita'):
 $|\Psi\rangle \rightarrow |\Psi'\rangle = O|\Psi\rangle$ ma $\langle\Phi'|\Psi'\rangle = \langle\Phi|O^\dagger O|\Psi\rangle = \langle\Phi|\Psi\rangle$
(o in alternativa si trasformano gli operatori)
- **Evoluzione temporale:**
 $|\Psi(t)\rangle = U(t)|\Psi(0)\rangle$ $U(t) = \exp(-iHt/\hbar)$
Se $[Q, H] = 0$ si ha
 $q(t) = \langle\Psi(t)|Q|\Psi(t)\rangle = \langle\Psi(0)|U^\dagger Q U|\Psi(0)\rangle = \langle\Psi(0)|Q|\Psi(0)\rangle = q(0)$
grandezza fisica **conservata**
(in descrizione di Heisenberg:
 $Q = Q(t)$ con $i\hbar dQ/dt = i\hbar \partial Q/\partial t + [Q, H] = 0$)
- Se $[Q, H] = 0$ gli stati stazionari sono autostati di Q

Simmetrie discrete

- Tipicamente non realizzabili *attivamente* su un unico sistema
- In meccanica classica: no leggi di conservazione
- Es.: riflessioni rispetto ad assi, piani, punti, traslazioni reticolari
- Considereremo le inversioni spazio-temporali e la coniugazione di carica

- Simmetria per trasformazione descritta da $O \rightarrow$ conservazione di $\langle O \rangle$
- **Trasformazione continua:** $O = \exp(i\xi Q)$
 con Q (generatore) operatore hermitiano ($Q^\dagger=Q$)
 \rightarrow conservazione di $\langle Q \rangle$.
 Autostati: $Q|\Psi\rangle = q|\Psi\rangle$ (q reale)
- Numeri quantici conservati *additivi*:
 $O|\Psi_1\Psi_2\rangle = O|\Psi_1\rangle|\Psi_2\rangle = \exp(i\xi Q)|\Psi_1\rangle \exp(i\xi Q)|\Psi_2\rangle =$
 $\exp(i\xi q_1) \exp(i\xi q_2)|\Psi_1\rangle|\Psi_2\rangle = \exp[i\xi(q_1+q_2)]|\Psi_1\Psi_2\rangle$
- **Trasformazione discreta:**
 Autostati: $O|\Psi\rangle = \eta|\Psi\rangle$
- Numeri quantici conservati *moltiplicativi*:
 $O|\Psi_1\Psi_2\rangle = O|\Psi_1\rangle|\Psi_2\rangle = \eta_1 \eta_2 |\Psi_1\Psi_2\rangle$
- Se O unitario ed hermitiano (involutorio), $\langle O \rangle$ osservabile,
 $|\eta|^2 = 1$ (fase)

P

P - Parita'

Trasformazione di parita' (inversione spaziale, riflessione rispetto ad un punto):

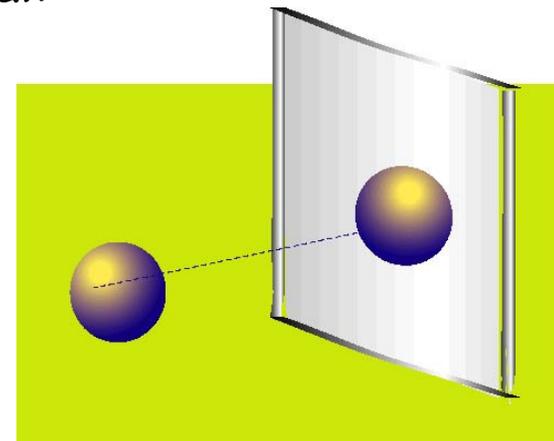
$$\mathbf{x} \rightarrow -\mathbf{x}, \quad t \rightarrow t, \quad \mathbf{p} \rightarrow -\mathbf{p}, \quad \mathbf{S} \rightarrow \mathbf{S}$$

Equivalente a: riflessione rispetto ad un piano e rotazione intorno all'asse ad esso perpendicolare

Definisce il concetto di *vettori polari/assiali*

$$\begin{aligned} \rho(\mathbf{x}, t) &\rightarrow \rho(-\mathbf{x}, t) \\ \mathbf{j}(\mathbf{x}, t) &\rightarrow -\mathbf{j}(-\mathbf{x}, t) \\ \mathbf{E}(\mathbf{x}, t) &\rightarrow -\mathbf{E}(-\mathbf{x}, t) \\ \mathbf{B}(\mathbf{x}, t) &\rightarrow \mathbf{B}(-\mathbf{x}, t) \end{aligned}$$

In E.M.



P

Parita' in m.q.

$[P, \mathbf{x}] \neq 0$, $[P, \mathbf{p}] \neq 0$ (ma $\{P, \mathbf{x}\} = 0$, $\{P, \mathbf{p}\} = 0$), mentre $[P, \mathbf{J}] = 0$

Funzione d'onda:

$$\Psi_p(\mathbf{x}) \equiv \langle \mathbf{x} | \Psi_p \rangle = \langle \mathbf{x} | P | \Psi \rangle = \langle -\mathbf{x} | \Psi \rangle = \Psi(-\mathbf{x})$$

Autostati:

$$P | \Psi \rangle = \eta_p | \Psi \rangle = \exp(i\xi_p) | \Psi \rangle \text{ con } \xi_p \text{ reale}$$

(convenzionalmente $\eta_p = \pm 1$)

Per autostati di parita': funzione d'onda pari o dispari

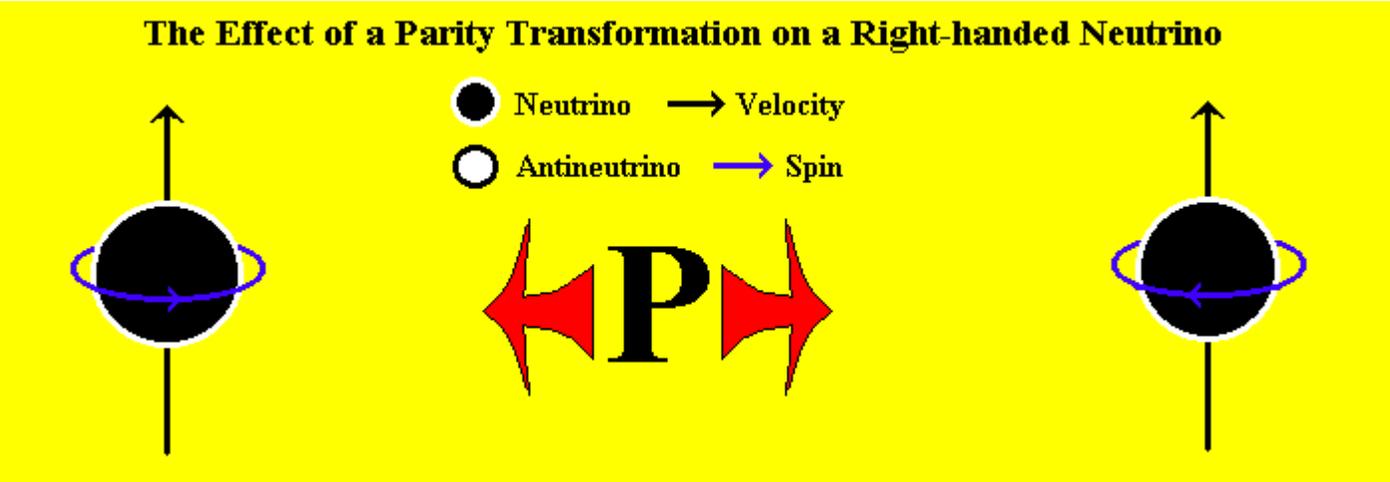
$$\Psi(-\mathbf{x}) \equiv \langle -\mathbf{x} | \Psi \rangle = \langle \mathbf{x} | P | \Psi \rangle = \pm \langle \mathbf{x} | \Psi \rangle \equiv \pm \Psi(\mathbf{x})$$

In QFT parita' intrinseca: $P | \Psi(\mathbf{x}=0) \rangle = \pm | \Psi(\mathbf{x}=0) \rangle$

Per interazioni forti ed EM e' una simmetria: si possono definire *parita' intrinseche*.

P

P



(dopo rotazione di π intorno ad un asse ortogonale alla pagina)

T

T - inversione temporale

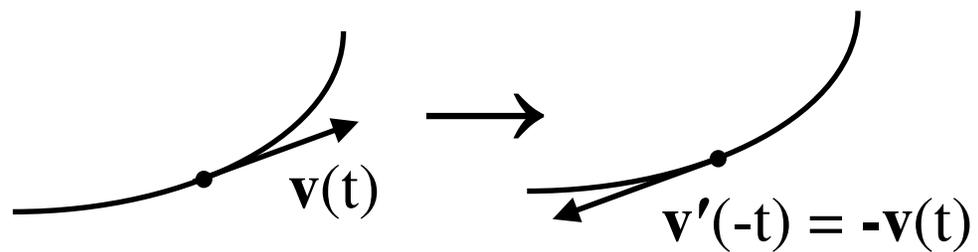
Meccanica classica: inversione del moto
(dinamica e condizioni iniziali)

$$\mathbf{x} \rightarrow \mathbf{x}, \quad t \rightarrow -t, \quad \mathbf{p} \rightarrow -\mathbf{p}, \quad S \rightarrow -S$$

Anche $\mathbf{x}(-t)$ e' soluzione delle eq. del moto
(in generale $\mathbf{x}(-t) \neq \pm\mathbf{x}(t)$)

Ruolo delle condizioni iniziali: inversione temporale *microscopica*
e 2° principio della termodinamica

$$\begin{aligned} \rho(\mathbf{x},t) &\rightarrow \rho(\mathbf{x},-t) \\ \mathbf{j}(\mathbf{x},t) &\rightarrow -\mathbf{j}(\mathbf{x},-t) \\ \mathbf{E}(\mathbf{x},t) &\rightarrow \mathbf{E}(\mathbf{x},-t) \\ \mathbf{B}(\mathbf{x},t) &\rightarrow -\mathbf{B}(\mathbf{x},-t) \end{aligned}$$



T

Inversione temporale in m.q.

$$|\Psi(0)\rangle \rightarrow |\Psi(t)\rangle = \exp(-iHt)|\Psi(0)\rangle$$

Si vuole che $|\Psi_T(t)\rangle \rightarrow |\Psi_T(0)\rangle$ ovvero

$$\exp(-iHt)T|\Psi(t)\rangle = \exp(-iHt)T\exp(-iHt)|\Psi(0)\rangle = T|\Psi(0)\rangle$$

per $t = \delta t$ infinitesimo: $T(-iH) = (+iH)T$

1. Se $TH = -HT$

$$H|\Psi\rangle = E|\Psi\rangle \text{ implica } H|\Psi_T\rangle = HT|\Psi\rangle = -TH|\Psi\rangle = -TE|\Psi\rangle = -E|\Psi_T\rangle$$

2. Se $TiT^\dagger = -i$ si puo' avere $[T,H]=0$

Operatore *antiunitario*:

$$T(\alpha|\Psi_1\rangle + \beta|\Psi_2\rangle) = \alpha^*T|\Psi_1\rangle + \beta^*T|\Psi_2\rangle$$

Si ha quindi: $\langle\Phi_T|\Psi_T\rangle = \langle\Psi|\Phi\rangle = \langle\Phi|\Psi\rangle^*$

comunque accettabile perche'

$$|\langle\Phi_T|\Psi_T\rangle|^2 = |\langle\Phi|\Psi\rangle|^2$$

(Teorema di E. Wigner)



T

$[T, \mathbf{x}] = 0$ mentre $[T, \mathbf{p}] \neq 0$, $[T, \mathbf{J}] \neq 0$ (ma $\{T, \mathbf{p}\} = 0$, $\{T, \mathbf{J}\} = 0$)

• Funzione d'onda:

$$\Psi_T(\mathbf{x}) \equiv \langle \mathbf{x} | \Psi_T \rangle = \langle \mathbf{x} | T | \Psi \rangle = \langle \mathbf{x} | \Psi \rangle^* \equiv \Psi^*(\mathbf{x})$$

Se $|\Psi(t)\rangle$ soddisfa l'equazione di Schrodinger:

$$T i\hbar \frac{d}{dt} |\Psi\rangle = -i\hbar \frac{d}{dt} T |\Psi\rangle = i\hbar \frac{d}{d(-t)} |\Psi_T\rangle = 0$$

e quindi anche $|\Psi_T(-t)\rangle$ la soddisfa

• Non ha autostati

• Simmetria T: funzioni d'onda reali per stati non degeneri

$$H |\Psi_T\rangle = H T |\Psi\rangle = T H |\Psi\rangle = T E |\Psi\rangle = E |\Psi_T\rangle \rightarrow |\Psi_T\rangle = |\Psi\rangle$$

Degenerazione di Kramers:

$T^2 |\Psi\rangle = \pm |\Psi\rangle$ per qualsiasi stato

($T^2 = +1$ per bosoni, $T^2 = -1$ per fermioni)

Simmetria T:

stati stazionari con $T^2 = -1$ sono doppiamente degeneri:

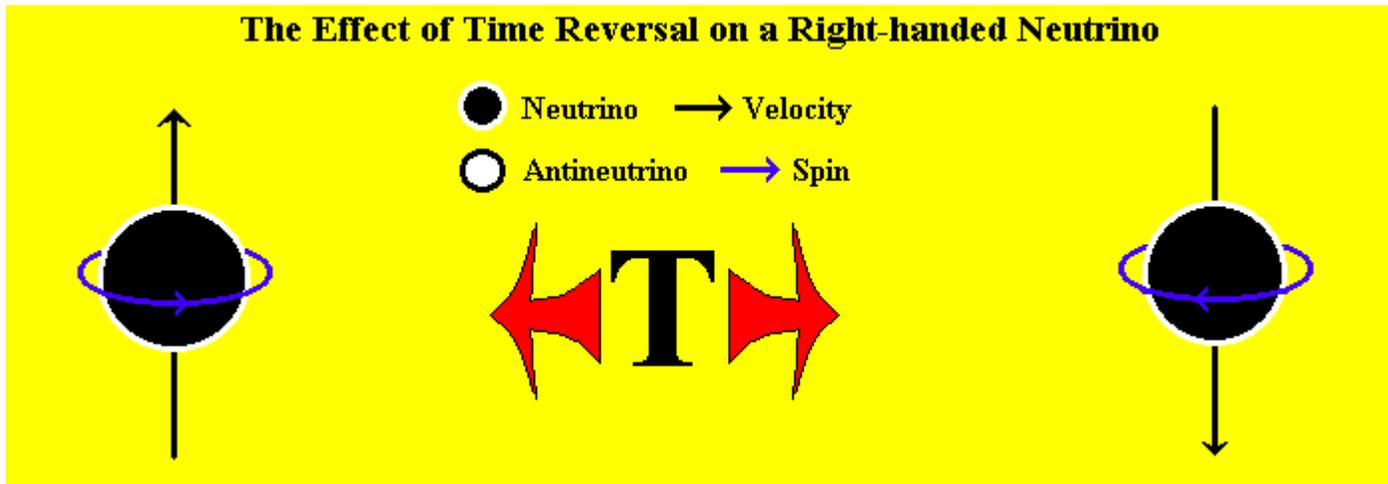
$$\langle \Psi | \Psi_T \rangle = \langle \Psi | T^\dagger T | \Psi_T \rangle = \langle \Psi | T^\dagger T^2 | \Psi \rangle = - \langle \Psi | T^\dagger | \Psi \rangle = - \langle \Psi_T | \Psi \rangle^*$$

$$\langle \Psi | \Psi_T \rangle = \langle \Psi_T | \Psi \rangle^* = 0 \quad \rightarrow \quad \text{stati distinti}$$



T

T



T

Reversibilita' temporale

Per una reazione binaria $a+b \rightarrow c+d$ la simmetria T impone

$$S(a+b \rightarrow c+d) = S(c_T+d_T \rightarrow a_T+b_T)$$

dove $S(c_T+d_T \rightarrow a_T+b_T) = \langle -\mathbf{p}_a, -\mathbf{S}_a; -\mathbf{p}_b, -\mathbf{S}_b; \text{out} | -\mathbf{p}_c, -\mathbf{S}_c; -\mathbf{p}_d, -\mathbf{S}_d; \text{in} \rangle$

che tuttavia e' anche sempre soddisfatta al *prim'ordine perturbativo* (approssimazione di Born, interazioni sufficientemente deboli) a causa dell'Hermiticita' dell'Hamiltoniana: $e^{-iHt} \rightarrow 1-iHt$

Mediando sugli spin: *principio del bilancio dettagliato*

C

C - coniugazione di carica

Non compare in meccanica classica ne' in m.q.

Inversione di segno di tutte le cariche

[carica = carica elettrica e numeri quantici additivi interni]

$$\rho(\mathbf{x},t) \rightarrow -\rho(\mathbf{x},t)$$

$$\mathbf{j}(\mathbf{x},t) \rightarrow -\mathbf{j}(\mathbf{x},t)$$

$$\mathbf{E}(\mathbf{x},t) \rightarrow -\mathbf{E}(\mathbf{x},t)$$

$$\mathbf{B}(\mathbf{x},t) \rightarrow -\mathbf{B}(\mathbf{x},t)$$

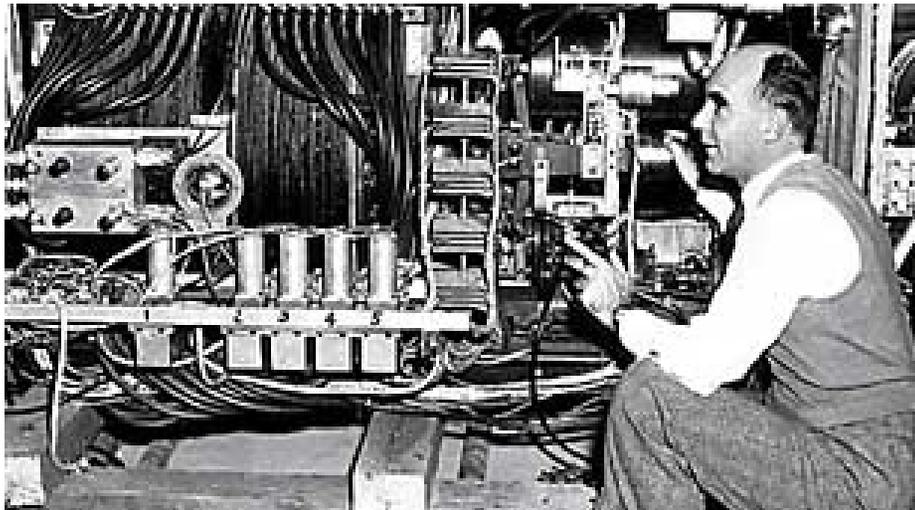
Simmetria C \rightarrow ogni particella dotata di carica deve possedere un'antiparticella

C

Antimateria

P.A.M. Dirac (1932):
Predice l'esistenza di particelle analoghe all'elettrone ma di carica elettrica opposta

Nobel 1933



M. Sozzi

Violazione di CP

C. D. Anderson (1932):
Scoperta del positrone

Nobel 1936

Scoperta del positrone

MARCH 15, 1933

PHYSICAL REVIEW

VOLUME 43

The Positive Electron

CARL D. ANDERSON, *California Institute of Technology, Pasadena, California*

(Received February 28, 1933)

Out of a group of 1300 photographs of cosmic-ray tracks in a vertical Wilson chamber 15 tracks were of positive particles which could not have a mass as great as that of the proton. From an examination of the energy-loss and ionization produced it is concluded that the charge is less than twice, and is probably exactly equal to, that of the proton. If these particles carry unit positive charge the

curvatures and ionizations produced require the mass to be less than twenty times the electron mass. These particles will be called positrons. Because they occur in groups associated with other tracks it is concluded that they must be secondary particles ejected from atomic nuclei.

Editor



M. Sozzi

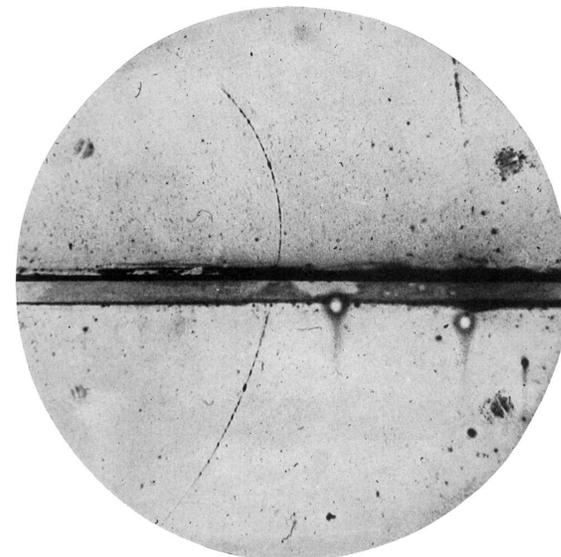


FIG. 1. A 63 million volt positron ($H_p = 2.1 \times 10^6$ gauss-cm) passing through a 6 mm lead plate and emerging as a 23 million volt positron ($H_p = 7.5 \times 10^5$ gauss-cm). The length of this latter path is at least ten times greater than the possible length of a proton path of this curvature.

Violazione di CP

Scoperta dell'antiprotone



Observation of Antiprotons*

OWEN CHAMBERLAIN, EMILIO SEGRÈ, CLYDE WIEGAND,
AND THOMAS YPSILANTIS
*Radiation Laboratory, Department of Physics, University of
California, Berkeley, California*
(Received October 24, 1955)

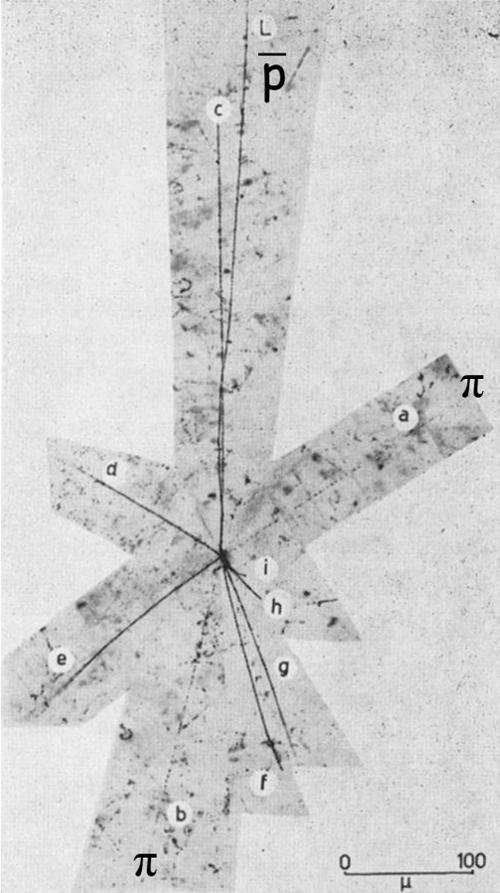
Berkeley BeVatron

Fascio negativo
 $p = 1.19 \text{ GeV}/c$

Velocita': TOF, $\checkmark \rightarrow m$

Antiproton Star Observed in Emulsion*

O. CHAMBERLAIN, W. W. CHUPP, G. GOLDHABER, E. SEGRÈ, AND
C. WIEGAND, *Radiation Laboratory, Department of Physics,
University of California, Berkeley, California*
AND
E. AMALDI, G. BARONI, C. CASTAGNOLI, C. FRANZINETTI, AND
A. MANFREDINI, *Istituto di Fisica della Università, Roma
Istituto Nazionale di Fisica Nucleare,
Sezione di Roma, Italy*
(Received December 16, 1955)



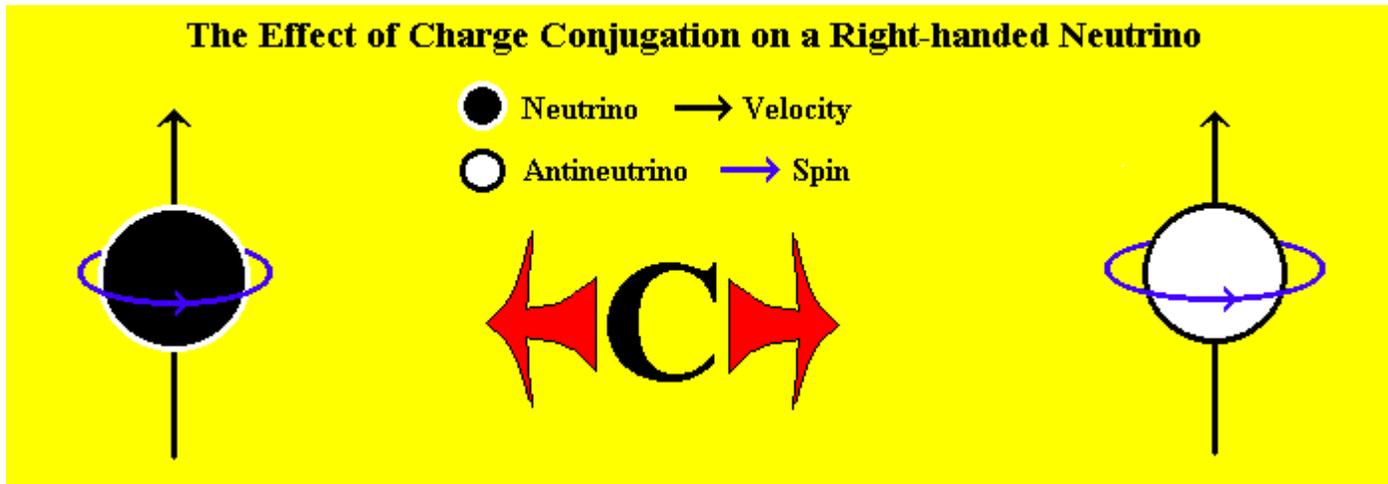
C

Coniugazione di carica in QFT

- In generale $C|q+\rangle \propto |q-\rangle$ non sono autostati (si diagonalizza l'operatore carica elettrica, conservato, e $\{Q,C\}=0$)
- Possono esserlo stati *neutri*
 $C|\Psi\rangle = \eta_C|\Psi\rangle = \exp(i\xi_C)|\Psi\rangle$ con ξ_C reale
(convenzionalmente $\eta_C = \pm 1$)
- Tutti i numeri quantici interni cambiano di segno (es. numero barionico, momento di dipolo magnetico,...)

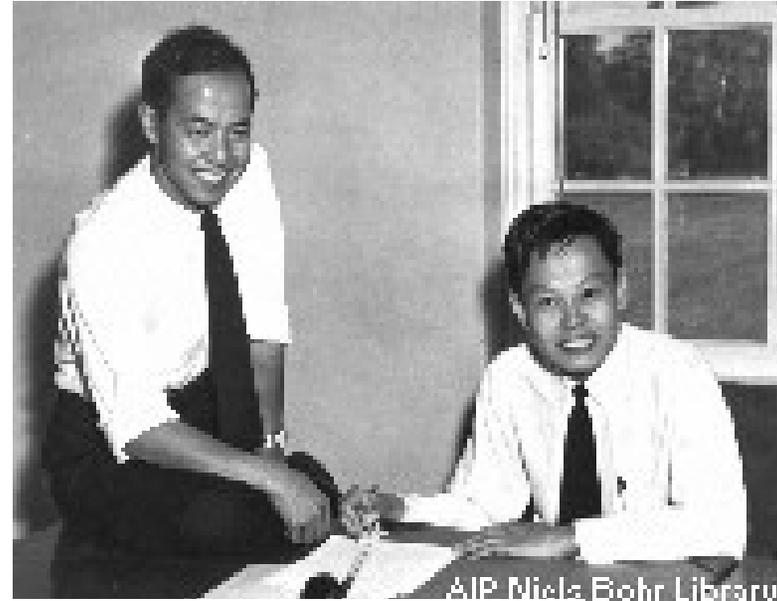
C

C



Violazione di P ?

T.D. Lee, C.N. Yang (1956):
Non esiste verifica
sperimentale della simmetria
per P delle interazioni nucleari
deboli



PHYSICAL REVIEW

VOLUME 104. NUMBER 1

OCTOBER 1, 1956

Question of Parity Conservation in Weak Interactions*

T. D. LEE, *Columbia University, New York, New York*

AND

C. N. YANG,† *Brookhaven National Laboratory, Upton, New York*

(Received June 22, 1956)

The question of parity conservation in β decays and in hyperon and meson decays is examined. Possible experiments are suggested which might test parity conservation in these interactions.

P in decadimento beta

C.S. Wu (1956):

Misura della distribuzione spaziale degli elettroni emessi nel decadimento β di nuclei ^{60}Co polarizzati rispetto all'asse di polarizzazione.

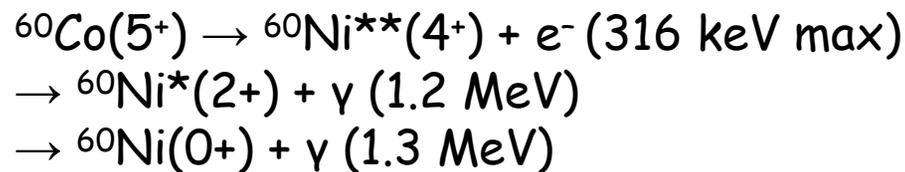
Grandezza dispari per P: $\langle \mathbf{S} \rangle \cdot \mathbf{p}$

Fenomeno debole: decadimento beta

Transizione di Gamow-Teller (spin nucleare $\Delta S \neq 0$):
il sistema (ev) ha $J = \Delta S \neq 0$ ($L = 0$), possibile anisotropia

Nuclei significativamente polarizzati:

basse temperature $E \sim \mu_N |B|$ ($\mu_N \approx 3.2 \cdot 10^{-8} \text{ eV/T}$)



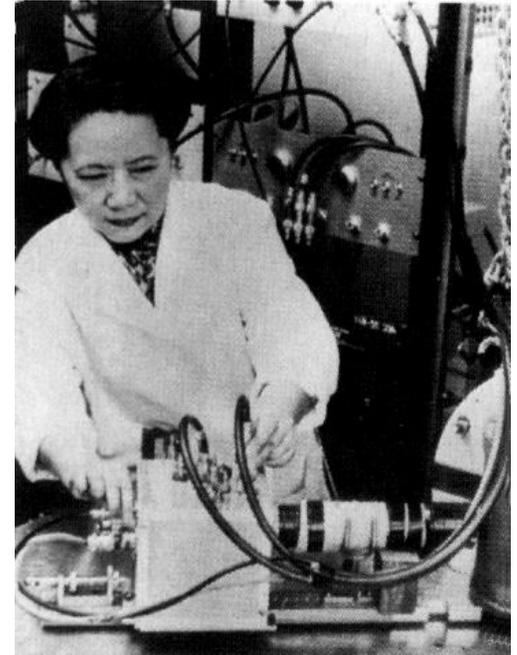
$$\frac{d\Gamma}{d\Omega} \propto 1 + a \frac{v}{c} P \cos \theta$$

$$\langle N' e \nu | H | N \rangle = \sum_i \int dx \langle N' | \bar{\psi}_p \Gamma^i \psi_n | N \rangle \langle e \bar{\nu} | \bar{\psi}_e (c_i + c'_i \gamma_5) \Gamma_i \psi_\nu | 0 \rangle$$

$$a \propto 2 \text{Re}(c_T * c'_T - c_A * c'_A) + O(Z m_e \alpha / p)$$

M. Sozzi

Violazione di CP



Esperimento

National Bureau of Standards (Washington)

Raffreddamento per demagnetizzazione adiabatica: momenti magnetici orbitali in campo magnetico, perdita di calore, isolamento termico e rimozione del campo magnetico ($B, S \sim p, V$), fino a quando l'energia magnetica nei campi interatomici diventa importante. → 0.003 K.

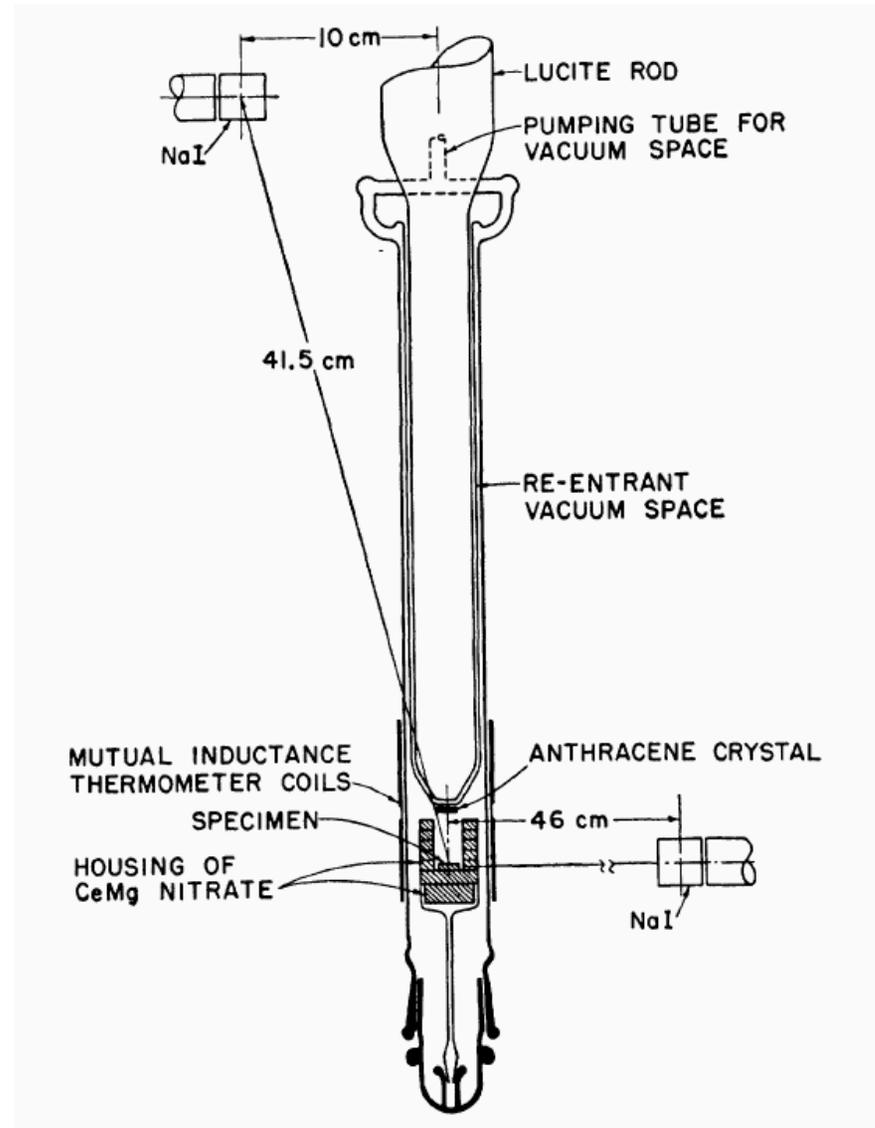
Cristallo anisotropo (nitrato di Cerio e Magnesio), poco magnetizzabile lungo un asse. Momenti magnetici orbitali orientano i momenti magnetici nucleari.

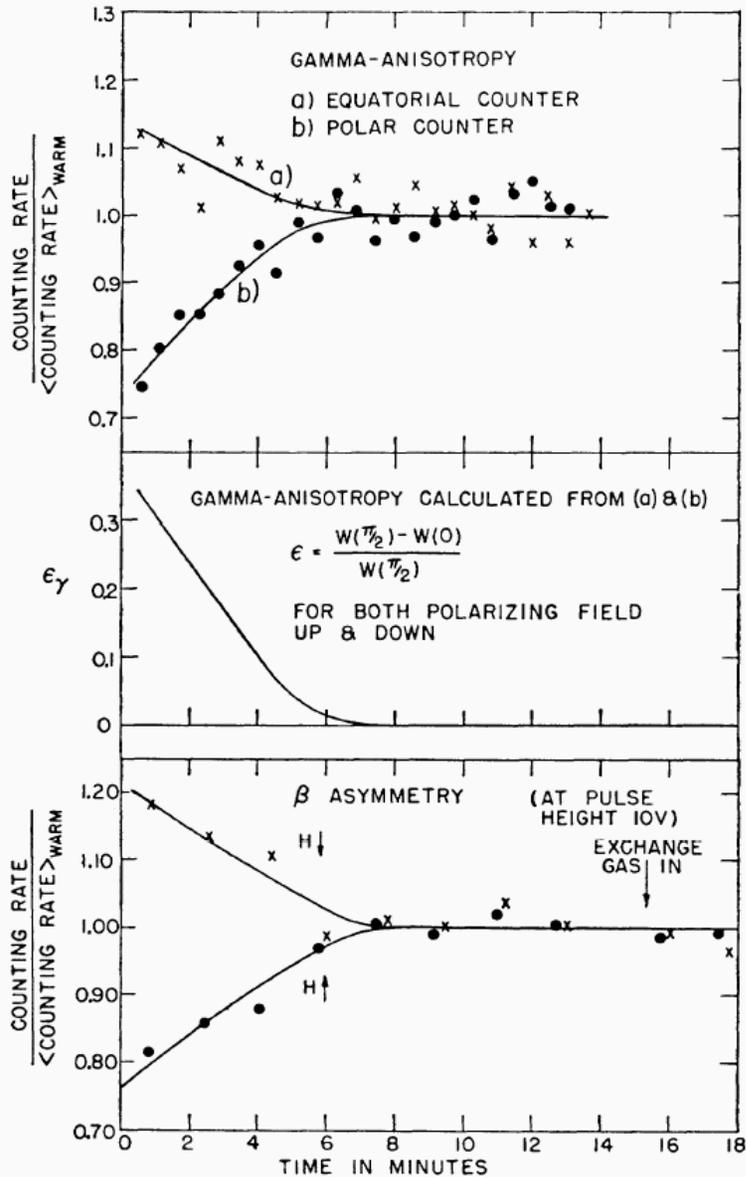
Strato sottile ($50 \mu\text{m}$) di **emettitore beta** cresciuto sullo stesso cristallo (tempo di riscaldamento 6 min).

Rivelatore (antracene) all'interno del criostato, fotomoltiplicatore a temperatura ambiente e fuori dal campo, guida di luce.

Anisotropia della radiazione gamma per monitor di polarizzazione (impossibile asimmetria di parita'): due scintillatori.

Test di controllo (dipendenza polarizzazione residua)





90 **PARITY NOT CONSERVED!**
 Dec 27, 1956. (28)

Tie crystals in bundle:-
 No formvar.

Density I 100a
 11:01 Magnet On. Pump. 25'. Density 6.3 → 8.3 p.
 11:20 Density 48'.

Pumped down with wooden board on rising solvent.

Density II 100a.
 12:04 Magnet On. Pump. 22'. Density 42'.
 12:44 Gain 11:52.5
 11:52.5 415 (100) (6)

Density III 100a.
 12:55 (10.2-12.5) Pump 13:21 Pump 10:05 lower field → ←
 11:00 11:50
 12:05 H off

12:44 Gain 11:52.5
 11:52.5 415 (100) (6)

12:55 (10.2-12.5) Pump 13:21 Pump 10:05 lower field → ←
 11:00 11:50
 12:05 H off

12:44 Gain 11:52.5
 11:52.5 415 (100) (6)

12:55 (10.2-12.5) Pump 13:21 Pump 10:05 lower field → ←
 11:00 11:50
 12:05 H off

13:64 amp. H

β counts increase to same value

Appunti di E. Ambler 27 Dic 1956

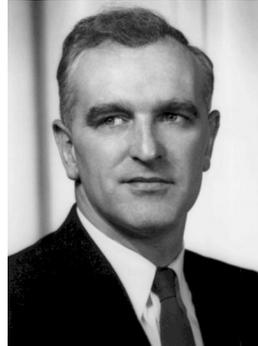
Violazione di P !

$$a(v/c)P \cong -0.4$$

Coefficiente di ordine 1 (non giustificabile con il solo termine di interazione degli stati finali)



C.S. Wu



E. Ambler



R. Hayward



D. Hoppes



R. Hudson

Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay*

C. S. Wu, *Columbia University, New York, New York*

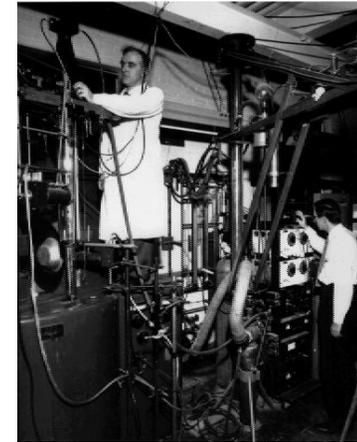
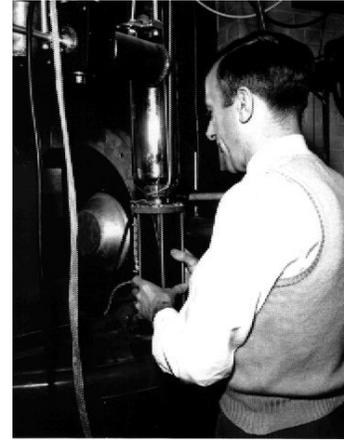
AND

E. AMBLER, R. W. HAYWARD, D. D. HOPPES, AND R. P. HUDSON,
National Bureau of Standards, Washington, D. C.

(Received January 15, 1957)

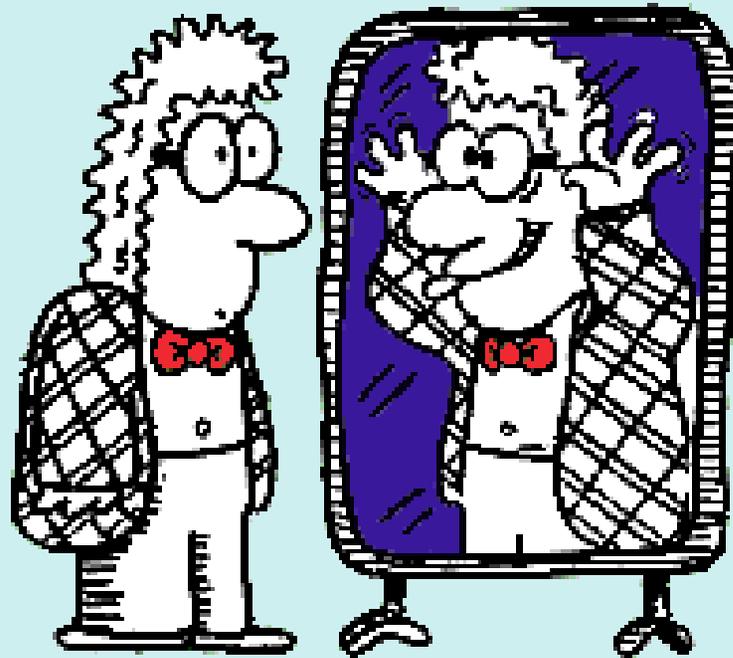
$$\langle \mathbf{S} \cdot \mathbf{p} \rangle \neq 0$$

M. Sozzi



Violazione di CP

THE MIRROR DID NOT SEEM TO
BE OPERATING PROPERLY.



M. Sozzi

Violazione di CP

Violazione di P in processo *elementare*

Polarizzazione longitudinale di un leptone

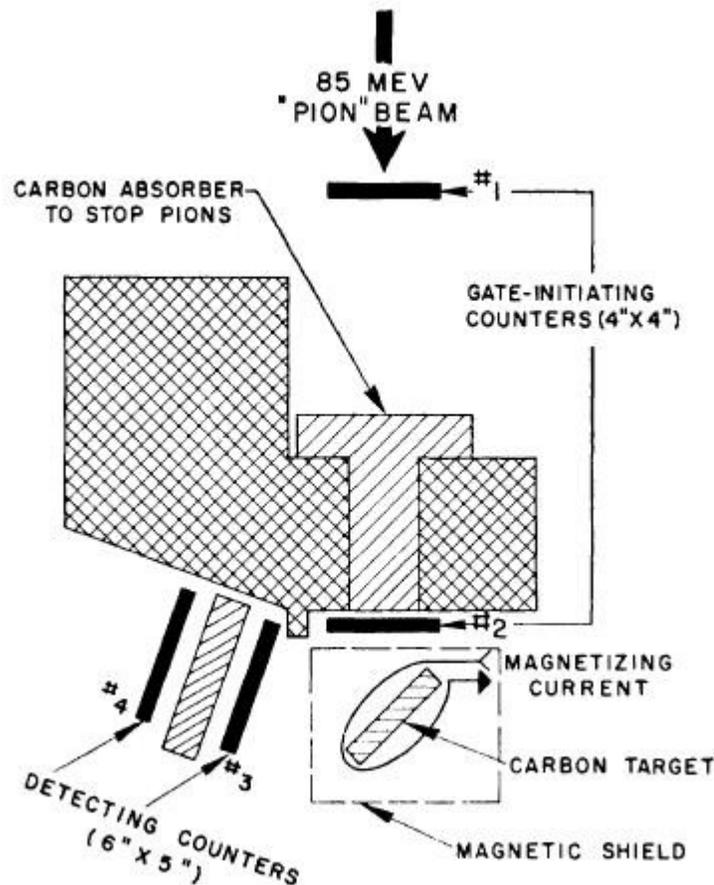
Decadimento $\pi \rightarrow \mu\nu$

$$\langle \mathbf{S}_\mu \cdot \mathbf{p}_\mu \rangle$$

Decadimento $\mu \rightarrow e\nu\nu$ con anisotropia nella direzione di emissione dell'elettrone rispetto alla direzione di volo del muone

Pioni fermati in emulsioni: range < 1 mm e depolarizzazione

Esperimento



R. Garwin, L. Lederman, M. Weinrich (1957):

μ da decadimento di π da 85 MeV prodotti nel ciclotrone d. Columbia University: selezione di decadimenti in avanti da' μ polarizzati (bassa energia: accettazione fortemente asimmetrica, spettro non-uniforme dei pioni)

Bersaglio per fermare pioni (range 13 cm).

Muoni positivi (range 21 cm) in bersaglio schermato da campo magnetico.

Rivelazione positroni con coincidenza ritardata.

Decadimento a riposo:

$$\frac{d\Gamma}{d\Omega} \propto 1 + a \frac{v}{c} P \cos \theta$$

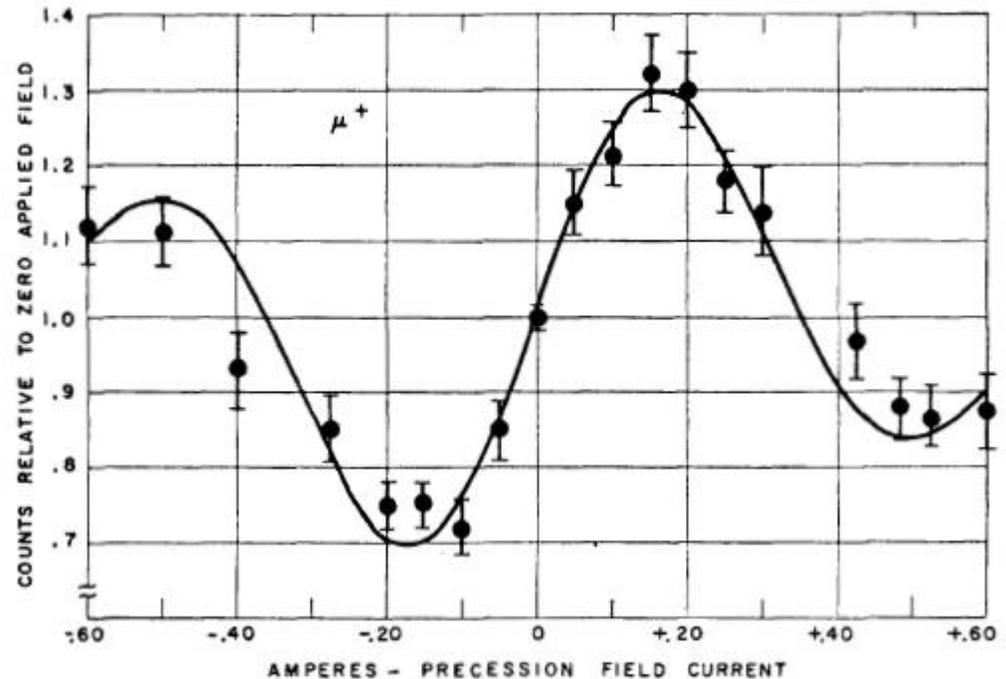
Problema di bias nella misura di distribuzione angolare (scattering, perdita di energia)

Precessione dello spin del muone in un campo magnetico noto:

$$\omega = \frac{ge|\mathbf{B}|}{2m_{\mu}c}$$

$\omega = 14 \text{ kHz per } B = 1G$

Campo 35G: $\frac{1}{2}$ rotazione in $\sim 1\mu\text{s}$



Observations of the Failure of Conservation of Parity and Charge Conjugation in Meson Decays: the Magnetic Moment of the Free Muon*

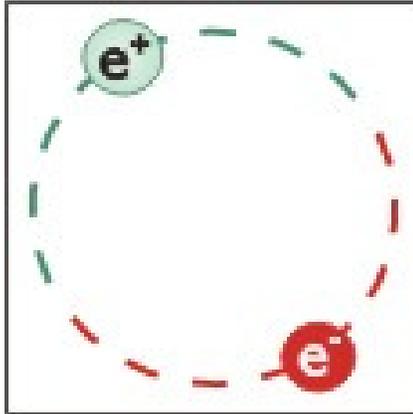
RICHARD L. GARWIN,† LEON M. LEDERMAN, AND MARCEL WEINRICH

Physics Department, Nevis Cyclotron Laboratories, Columbia University, Irvington-on-Hudson, New York, New York

(Received January 15, 1957)

$$\langle \mathbf{S}_{\mu} \cdot \mathbf{p}_e \rangle \neq 0$$

Coniugazione di carica



Positronio

$$\eta_P(ff) = (-1)^{L+1}$$

$$\eta_C(ff) = (-1)^{L+S}$$

$${}^1S_0 (L=0, S=0) \rightarrow 2\gamma \quad \tau \cong 0.12 \text{ ns} \quad [\text{para-}] \uparrow \downarrow$$

$${}^3S_1 (L=0, S=1) \rightarrow 3\gamma \quad \tau \cong 140 \text{ ns} \quad [\text{orto-}] \uparrow \uparrow$$

Ricerca di decadimenti proibiti da C:
para-positronio in 3 fotoni

Fondo importante da decadimenti di orto-positronio
(abbondanza relativa 3:1)

In gas per ridurre collisioni atomiche

Quenching dell'orto-positronio da molecole e campo magnetico

Mills, Berko (1967):

Simmetria di Bose-Einstein
e di rotazione impedisce $J=0 \rightarrow 3\gamma$
con fotoni di uguale energia in
configurazione simmetrica (S)
ad angoli 120°

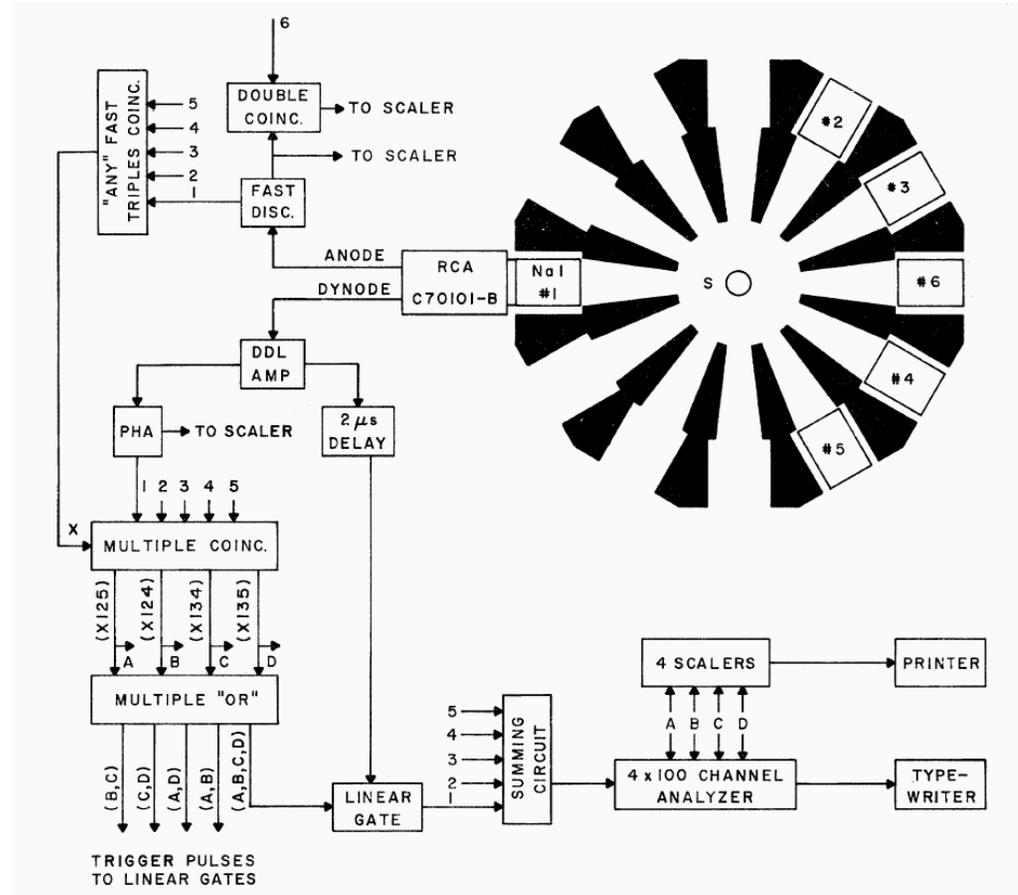
Il rapporto $P_S \rightarrow 3\gamma$ S/NS dipende
dal rapporto ${}^3S_1/{}^1S_0$ (ovvero
dal *quenching*) solo se esiste il
decadimento ${}^1S_0 \rightarrow 3\gamma$

Gas SF6 e sorgente ${}^{64}\text{Cu}$ di
positroni (1.7 MeV)

Rivelatori NaI con simmetria
di rotazione $360/24$

Coincidenze triple non accessibili
a decadimenti 2γ

Quenching con NO ($Q \approx 1/30$)



$$N(\theta) \propto [f_T \Gamma_T(\theta) + (1 - f_T) b \Gamma_S(\theta)] \epsilon(\theta)$$

$$A = \frac{(NS/S)_{\text{quenched}} - (NS/S)_{\text{unquenched}}}{(NS/S)_{\text{quenched}} + (NS/S)_{\text{unquenched}}}$$

$$b = A \frac{2f_T}{Q-1} \frac{\Gamma_T(NS)}{\Gamma_S(NS)} \quad \Gamma_S(S) \approx 0 \quad b = \frac{\Gamma({}^1S_0 \rightarrow 3\gamma)}{\Gamma({}^3S_1 \rightarrow 3\gamma)} \leq 2.8 \cdot 10^{-6} \quad (68\%CL)$$

Da P a CP

Violazione di P: solo nelle interazioni deboli, non conseguenza di alcuna simmetria dello spazio, violazione massimale

L.D. Landau (1957):
Si puo' mantenere simmetria per una "inversione combinata" che unisca C a P

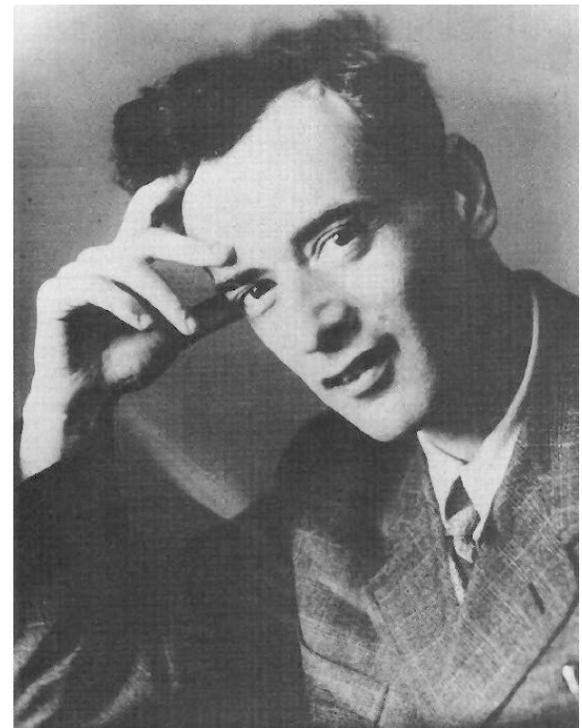
Conservation Laws in Weak Interactions

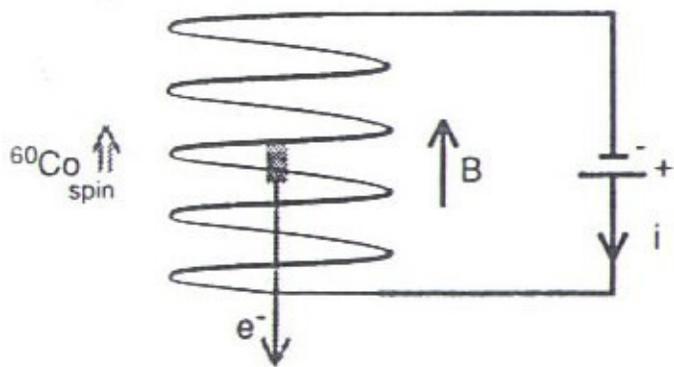
L. D. LANDAU

*Institute for Physical Problems,
Academy of Sciences, USSR*

(Submitted to JETP editor December 11, 1956)
J. Exptl. Theoret. Phys. (U.S.S.R.) 32, 405–406
(February, 1957)

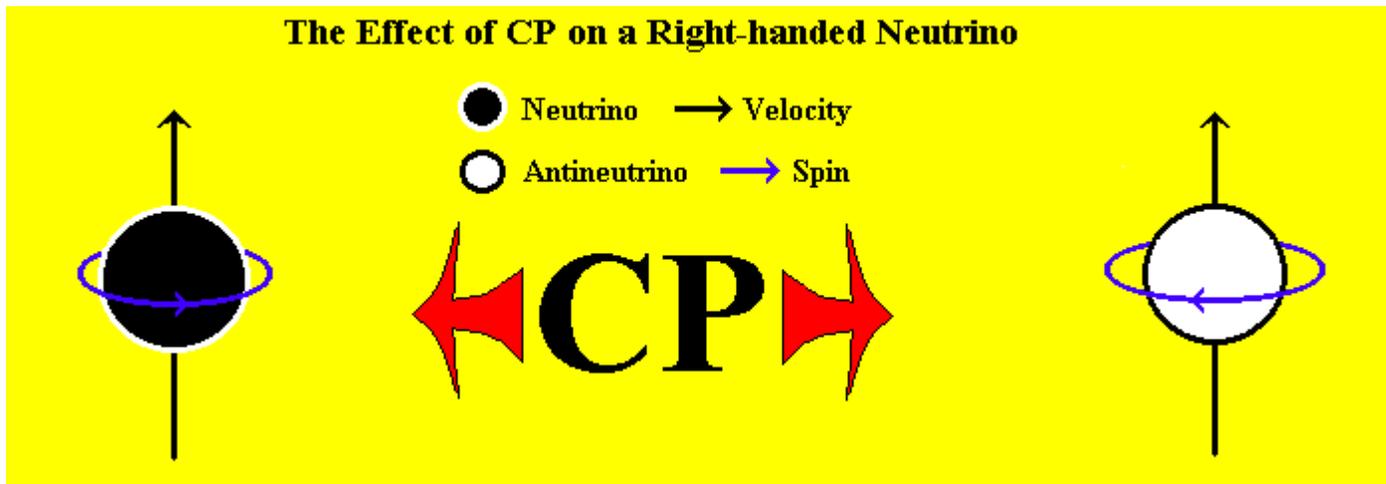
La simmetria CP lega l'arbitrarieta' della definizione di "destra" e "sinistra" a quella di carica "positiva" e "negativa".
Per quantita' integrate sullo spazio CP e' equivalente a C.





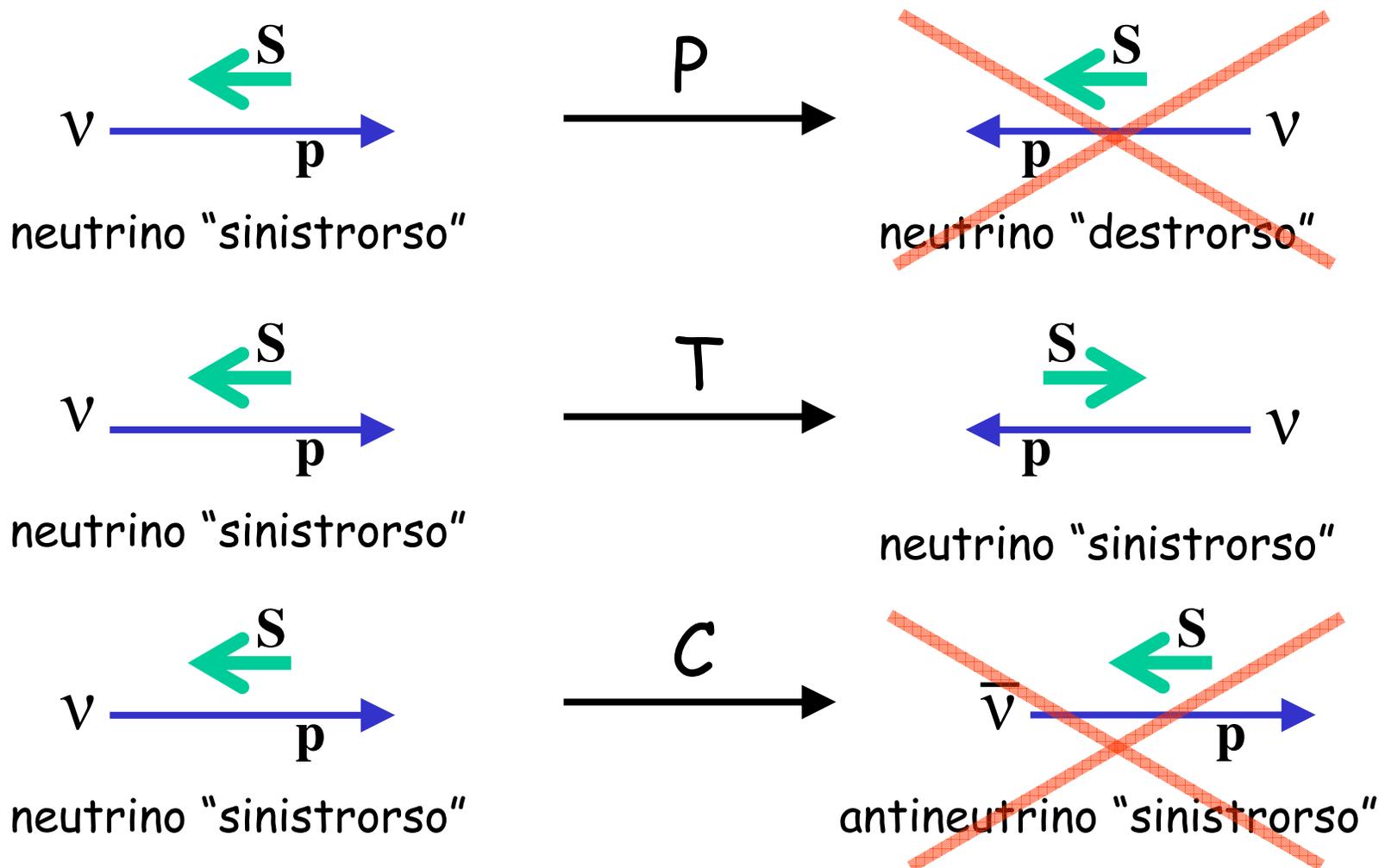
Esperimento originario di Wu

CP

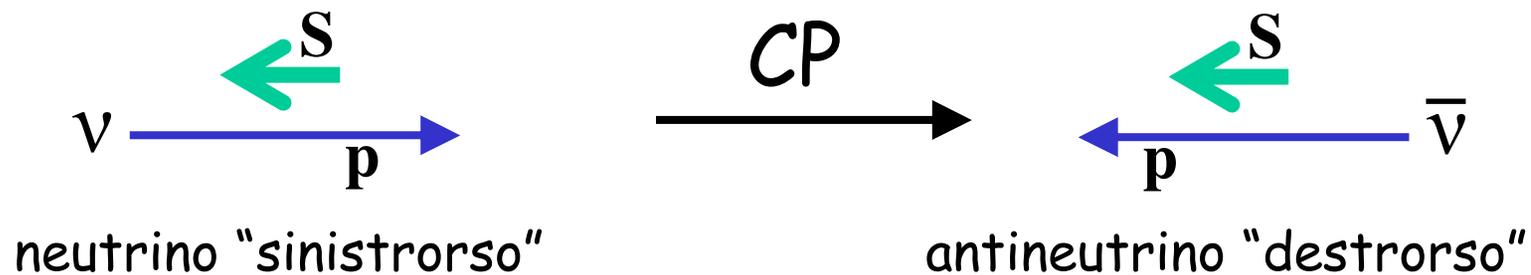


(dopo rotazione di π intorno ad un asse ortogonale alla pagina)

Neutrini(*): simmetrie C,P violate

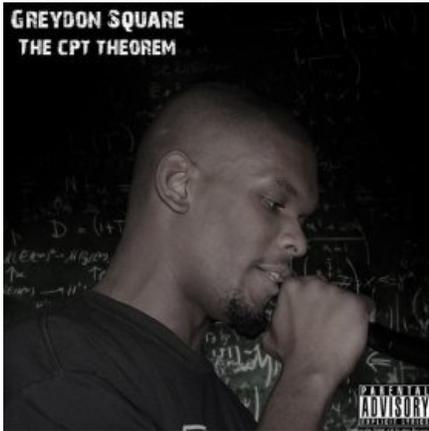


Neutrini(*): simmetria CP conservata



La simmetria CP e' la simmetria *intrinsecamente* contenuta nella teoria V-A delle interazioni deboli.

[In realta' i neutrini hanno massa:
si apre lo scenario della possibile violazione di CP leptonica]

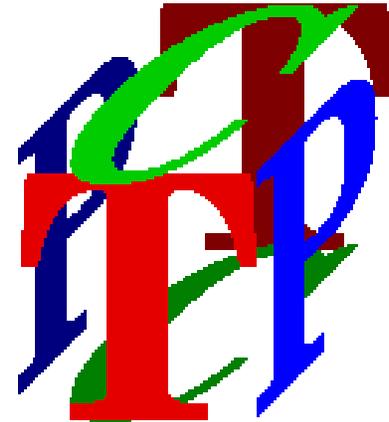


Teorema CPT

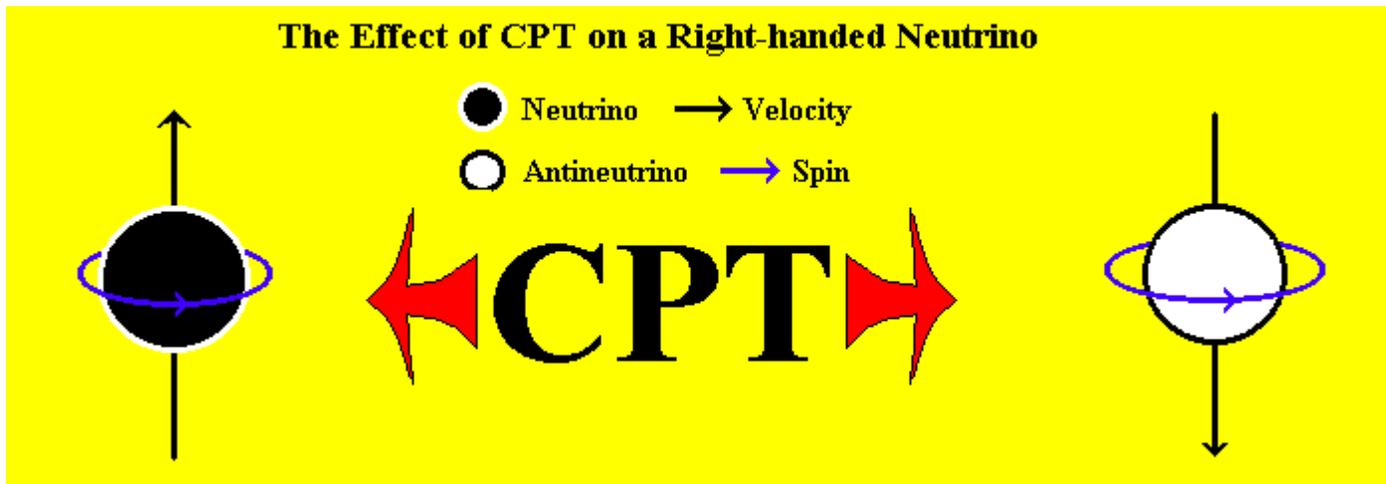
G. Lüders (1957):

In una teoria di campo *locale* e *Lorentz-invariante*, con *vuoto unico* e *commutativita'* secondo la relazione spin-statistica, la trasformazione combinata di C,P,T in qualsiasi ordine e' una simmetria valida.

La simmetria CPT e' valida in meccanica classica, elettrodinamica, meccanica quantistica e teorie di campo quantistiche.



CPT



(dopo rotazione di π intorno ad un asse ortogonale alla pagina)

Conseguenze del teorema CPT

- Esistenza delle **antiparticelle**
- Uguaglianza di **masse, vite medie, larghezze di decadimento totali, momenti magnetici** (opposti) per particelle ed antiparticelle.
- Una violazione di **CP** implica una violazione di **T**

Difficile costruire modelli che violino **CPT**.

E' comunque una questione *sperimentale* sotto test in molti sistemi:

$$m(K^0) - m(\bar{K}^0) < 10^{-18} m(K^0)$$

Uguaglianza delle **masse gravitazionali** per particelle ed antiparticelle?

Importanza di CP

- CP e' il vero "specchio" della natura, la cui violazione permette di distinguere materia ed antimateria in modo assoluto.
- Si tratta della violazione di simmetria piu' piccola osservata in Natura.
- La violazione di CP implica attraverso il teorema CPT la violazione *microscopica* di reversibilita' temporale.
- T distingue bosoni da fermioni indipendentemente dallo spin.
- La violazione di CP e' indispensabile per spiegare l'esistenza del nostro universo.

Il sistema dei mesoni K neutri

Mesoni K (1)

Scoperti nei raggi cosmici

L. Leprince-Ringuet, M. L'Heritier (1944):

Existence probable d'une particule de masse 990 m_0 dans le rayonnement cosmique.

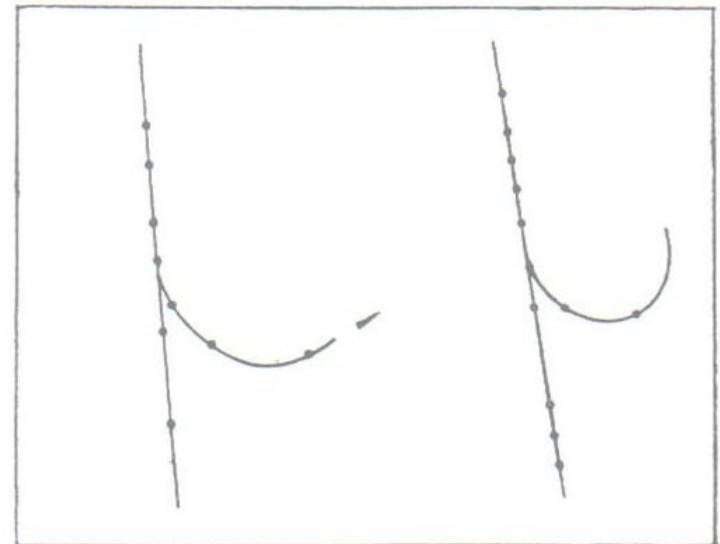
[K^+ diffonde elasticamente su e^- in una camera a nebbia]

Camera a nebbia con campo magnetico 2500 G esposta a raggi cosmici sulle Alpi Francesi. Un'immagine mostra una particella positiva incidente di $\approx 500 \text{ MeV}/c$ che produce un secondario di $\approx 1 \text{ MeV}/c$.

Assumendo diffusione elastica su elettrone, dall'angolo di diffusione la massa della particella doveva essere $506 \pm 61 \text{ MeV}/c^2$ (massa del K^+ $493.68 \text{ MeV}/c^2$).

Inconsistente con un pione, difficilmente un protone.

Esiste una particella con $m_e < m < m_p$



Dessin stéréoscopique de la collision.

Mesoni K (2)

G.D. Rochester, C.C. Butler (1947):

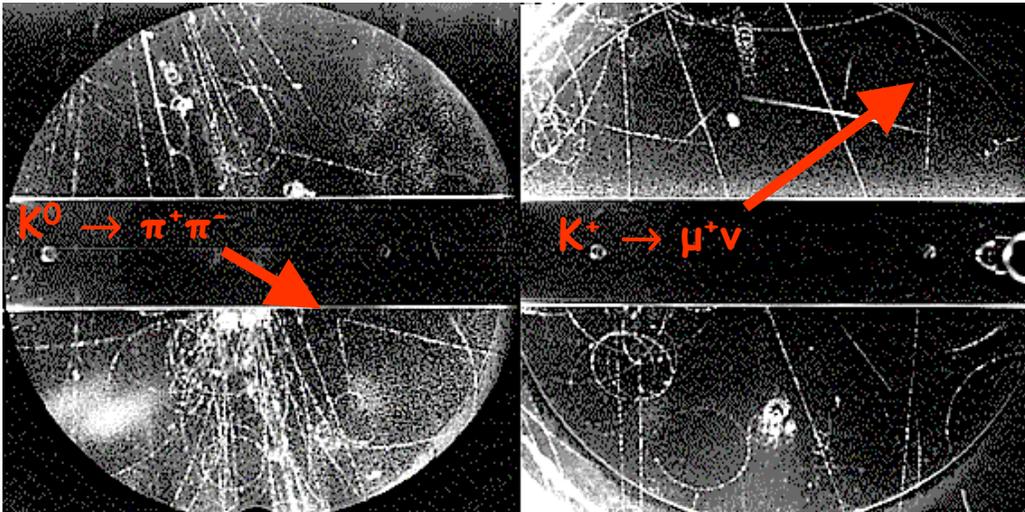
Evidence for the existence of new unstable elementary particles.

[$K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ e $K^+ \rightarrow \mu^+\nu$ in una camera a nebbia]

Camera a nebbia esposta a raggi cosmici, con *singola* piastra assorbitrice.
No elettroni o positroni, tutte le particelle sono penetranti

Particella neutra, massa
tra 393 e 818 MeV/c^2

Particella carica, massa
tra 500 MeV/c^2 e m_p



M.S. Sozzi

Violazione di CP

"Particelle V"

Prima evidenza di
materia "strana"
non presente sulla
Terra, instabile.

Molte altre conferme...

Stranezza...

A. Pais, Phys. Rev. **86** (1952) 663

M. Gell-Mann, Phys. Rev. **92** (1953) 833

T. Nakano, K. Nishijima, Prog. Theor. Phys. **10** (1953) 581

Particelle "strane":

◇ prodotte copiosamente: $\sigma(\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda) \approx 1 \text{ mb} \approx \sigma_{\text{tot}}/40$ FORTE

MA

◇ lunga vita media: $\tau(\Lambda \rightarrow \pi^- p) \approx 10^{-10} \text{ s} \gg 10^{-23} \text{ s} \sim r/c$ DEBOLE

Ipotesi della *stranezza (S)*:

numero quantico conservato dalle interazioni forti ma NON dalle interazioni deboli:

- Produzione associata (*forte*):

$\pi^- p \rightarrow K^- p$ non osservato

tasso di eventi con due particelle-V piu' che accidentale

- Decadimento che viola *S* (*debole*)

$\Lambda \rightarrow \pi^- p \pi^0 \rightarrow \pi^- p$ lento tanto quanto $\pi^- p \rightarrow \Lambda \pi^0$

... e bizzarria

M. Gell-Mann and A. Pais (1955)

PHYSICAL REVIEW

VOLUME 97, NUMBER 5

MARCH 1, 1955

Behavior of Neutral Particles under Charge Conjugation

M. GELL-MANN,* *Department of Physics, Columbia University, New York, New York*

AND

A. PAIS, *Institute for Advanced Study, Princeton, New Jersey*

(Received November 1, 1954)

Some properties are discussed of the θ^0 , a heavy boson that is known to decay by the process $\theta^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$. According to certain schemes proposed for the interpretation of hyperons and K particles, the θ^0 possesses an antiparticle $\bar{\theta}^0$ distinct from itself. Some theoretical implications of this situation are discussed with special reference to charge conjugation invariance. The application of such invariance in familiar instances is surveyed in Sec. I. It is then shown in Sec. II that, within the framework of the tentative schemes under consideration, the θ^0 must be considered as a "particle mixture" exhibiting two distinct lifetimes, that each lifetime is associated with a different set of decay modes, and that no more than half of all θ^0 's undergo the familiar decay into two pions. Some experimental consequences of this picture are mentioned.



- Leggi fisiche macroscopiche simmetriche per C [poi CP]
- Due classi di particelle neutre; comportamento per C :
 1. $\theta^0 \rightarrow \theta^0$ (auto C -coniugate, es. γ, π^0)
 2. $\theta^0 \rightarrow \bar{\theta}^0$ (distinte da numeri quantici **conservati**; es. n)
- I mesoni K^0 appartengono a (2) con sole **interazioni forti** (conservazione stranezza) ma le **interazioni deboli** non conservano la stranezza:
Possibili transizioni $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$, stati finali di decadimento comuni

Cambiamento di base: K^0, \bar{K}^0 descritti da campo complesso

$$C\Psi C^{-1} = \Psi^+ \quad C\Psi^+ C^{-1} = \Psi$$

Si usa C per caratterizzare gli stati fisici (poi CP):

Definendo:

$$\begin{cases} K_1 = (\Psi + \Psi^+) / \sqrt{2} \\ K_2 = (\Psi - \Psi^+) / \sqrt{2} \end{cases}$$

Si ha:

$$CK_1C^{-1} = +K_1 \quad CK_2C^{-1} = -K_2$$

Quindi:

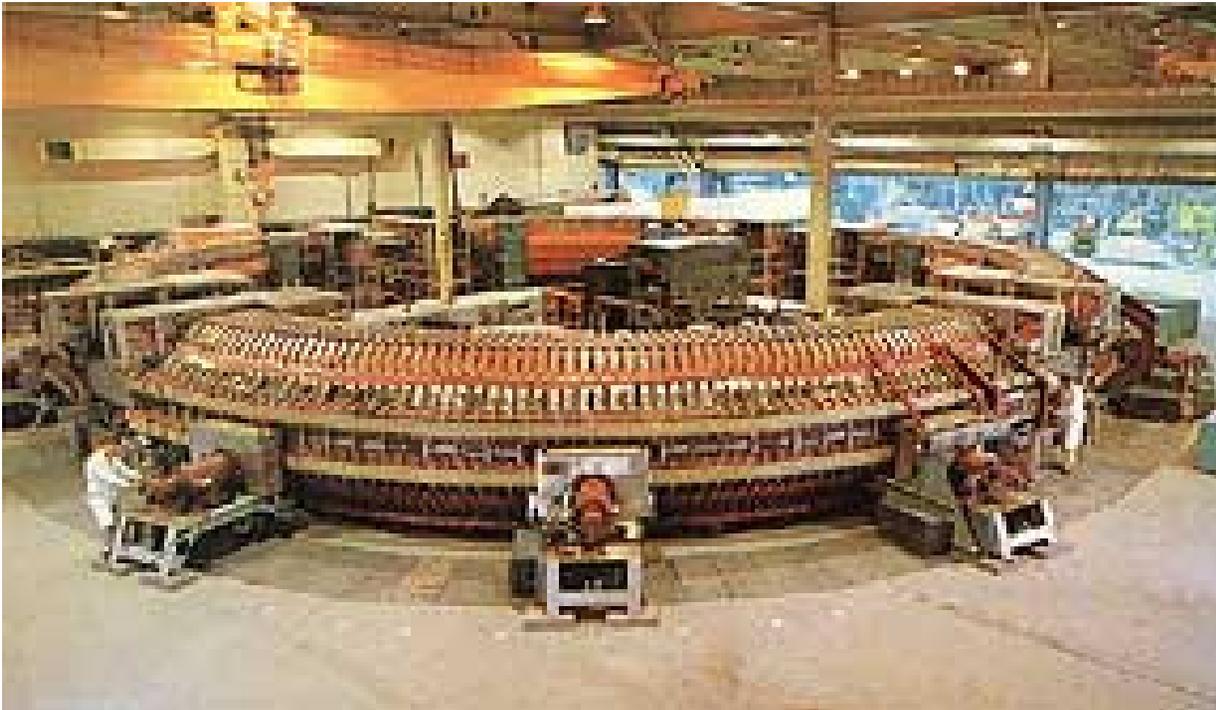
$$C(K_1) = +1 \quad C(K_2) = -1$$

Gli stati fisici sono K_1 e K_2 , senza transizioni mutue, con masse definite (non sono coppia particella-antiparticella) e vite medie (presumibilmente diverse a causa dei diversi stati finali disponibili).

[Dopo il 1964: sostituire CP a C in quanto sopra]

(1) Ricerca di altre particelle V

Cosmotrone di Brookhaven



Esperimento del 1956:
Fascio p da 3 GeV su bersaglio di rame
($1 \cdot 10^8$ ppp)
fascio neutro a 68°
lunghezza di volo 6 m
(100 τ per Λ e K_S)
Magnete deflettore per particelle cariche
Collimatore di Pb da 1.3m Pb per ridurre γ
Camera a nebbia He-Ar
(uno degli ultimi esperimenti)

Mesoni K a vita lunga

Observation of Long-Lived Neutral V Particles*

K. LANDE, E. T. BOOTH, J. IMPEDUGLIA, AND L. M. LEDERMAN,
Columbia University, New York, New York

AND

W. CHENOWSKY, Brookhaven National Laboratory,
Upton, New York

(Received July 30, 1956)

23 eventi V in 1200 fotografie, tutti tranne uno non-coplanari (almeno 3 particelle)

Esclusione di possibili fondi:
produzione di coppie di mesoni, $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$,
coppie di leptoni a grande angolo e diffusione
di particelle dirette all'indietro

Decadimenti $\pi e \nu$ e $\pi \mu \nu$, e occasionalmente
 $\pi \pi \pi$, $10^{-9} \text{ s} < \tau < 10^{-6} \text{ s}$

K_S (short-lived),
= K_1

K_L (long-lived)
= K_2 (per il momento...)

M.S. Sozzi

Violazione di CP

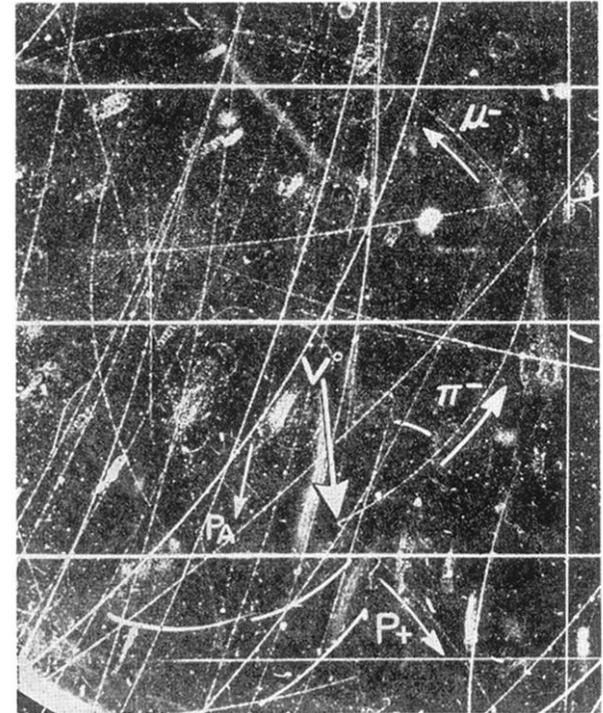


FIG. 2. Example of $K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \text{neutral particle}$. P_+ is shown to be a pion by ionization measurements. P_A is a proton track used in the ionization calibration.

$$\tau(K_S) = 0.89 \times 10^{-10} \text{ s}$$

$$\tau(K_L) = 5.17 \times 10^{-8} \text{ s}$$

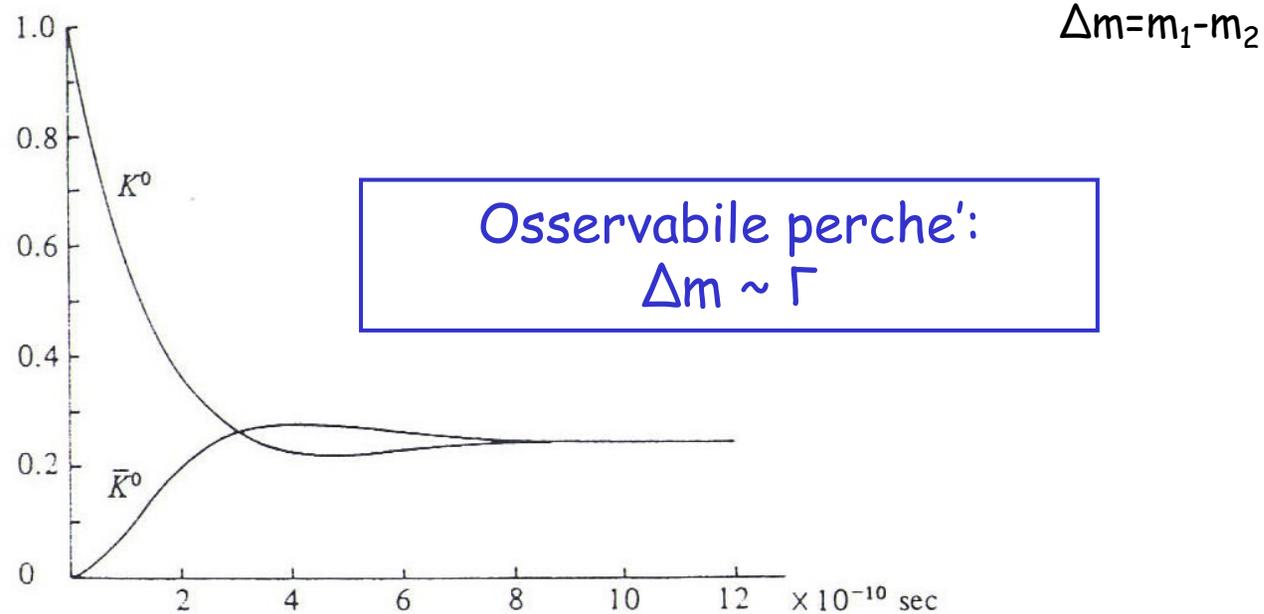
Differenza (accidentale)
di un fattore 600 !

(2) Oscillazioni di stranezza

Producendo uno stato (K^0, \bar{K}^0) con stranezza definita a $t=0$, la sua stranezza oscilla nel tempo:

$$P[K^0(t=0) \rightarrow K^0(t)] = \frac{1}{4} \left[e^{-\Gamma_1 t} + e^{-\Gamma_2 t} + 2e^{-(\Gamma_1 + \Gamma_2)t/2} \cos(\Delta m t) \right]$$

$$P[K^0(t=0) \rightarrow \bar{K}^0(t)] = \frac{1}{4} \left[e^{-\Gamma_1 t} + e^{-\Gamma_2 t} - 2e^{-(\Gamma_1 + \Gamma_2)t/2} \cos(\Delta m t) \right]$$



Oscillazioni di stranezza

Lande *et al.* (1957): esperimento migliorato (flusso maggiore: $4 \cdot 10^8$ ppp)
fascio K^0 quasi puro prodotto appena sopra soglia di $pn \rightarrow p\Lambda K^0$

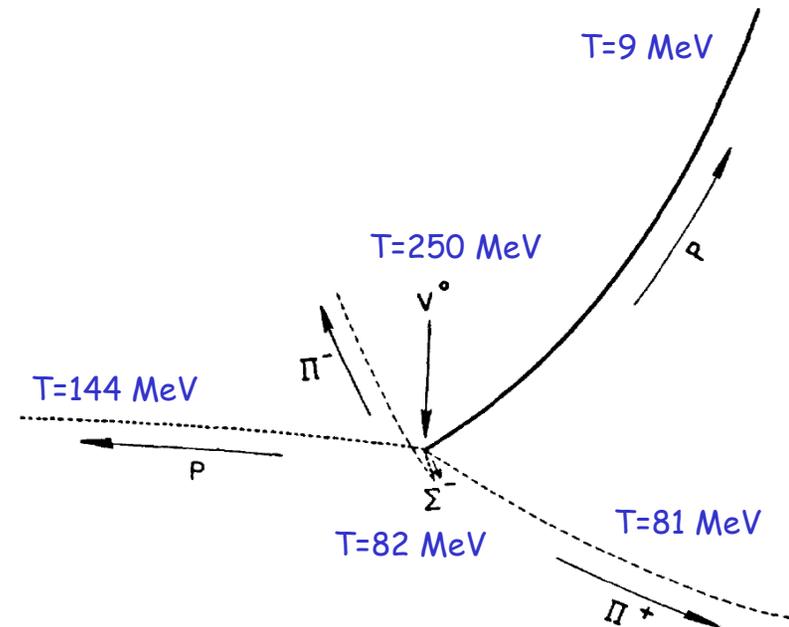
100 eventi V osservati

Taglio su impulso massimo, ionizzazione specifica, fit cinematico:
decadimenti in $\pi\mu\nu$ e $\pi e\nu$. Anche $\pi^+\pi^-\pi^0$ rivelati.

Identificato:

$\bar{K}^0 \text{ He} \rightarrow \Sigma^- p p n \pi^+$

(stranezza -1) in un fascio
contenente principalmente K^0 alla
produzione (stranezza +1)

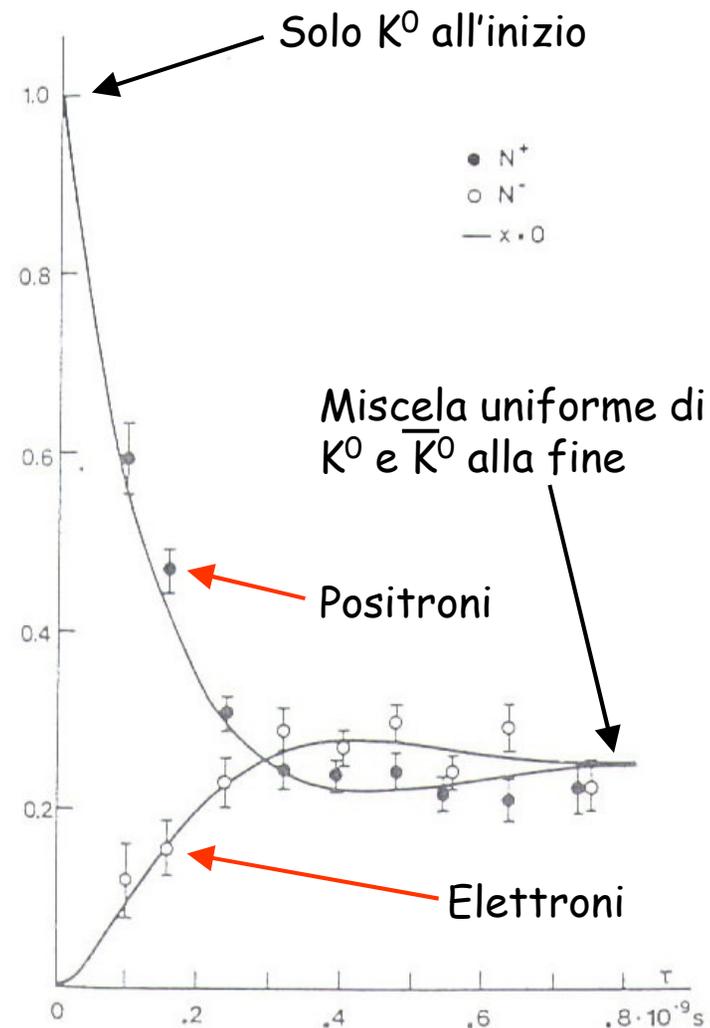


Le oscillazioni di stranezza si possono misurare sfruttando decadimenti *flavour-specific* che sono permessi solo per K^0 o per \bar{K}^0 (*flavour tagging*).

Decadimenti semi-leptonici:
 $K^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e$ ma non $\bar{K}^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e$
 a causa della "regola $\Delta S = \Delta Q$ "
 (quarks).

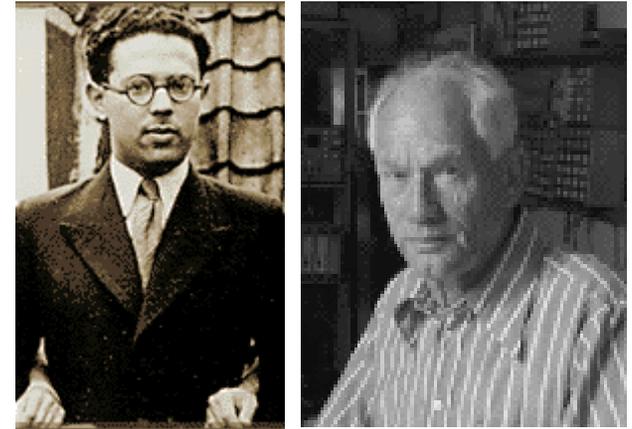
Decadimento non-esponenziale in autostati di stranezza (non autostati di H): stranezza non conservata

Ignorando la stranezza
 (carica leptonica):
 decadimenti esponenziali



(3) Rigenerazione

[A. Pais, O. Piccioni (1955)]

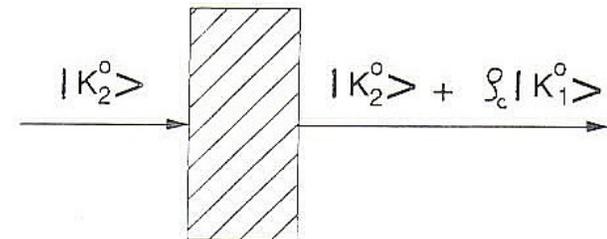


Le interazioni forti con la materia non sono simmetriche per stranezza:
oltre a $K^0 p \rightarrow n K^+$ e $\bar{K}^0 n \rightarrow p K^-$ anche
 $\bar{K}^0 p \rightarrow \Lambda \pi^+$ (produzione di iperoni) da'

$$\sigma(\bar{K}^0) \gg \sigma(K^0)$$

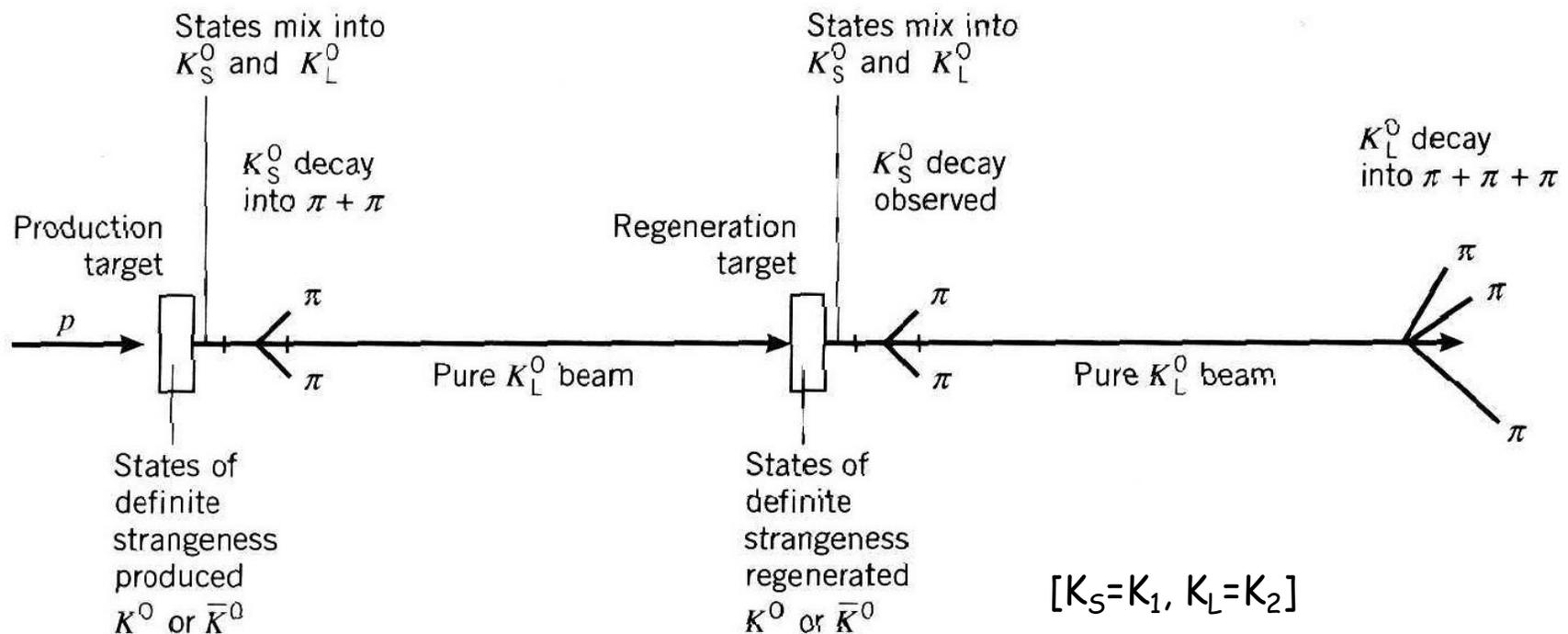
Infatti: $\bar{K}^0 p \rightarrow \Lambda \pi^+$ non ha soglia, mentre
 $K^0 p \rightarrow \Lambda K^0 K^+$ ha una soglia in energia cinetica di 1.27 GeV

... even more bizarre manifestations of the
mixing of K^0 and \bar{K}^0 .
(J.D. Jackson, 1958)



Rigenerazione

K^0 (or \bar{K}^0) $\propto K_1 \pm K_2 \rightarrow K_2 \rightarrow \bar{K}^0$ eliminati nella materia $\rightarrow K_1 + K_2$



"... the only instance where a forward coherently scattered beam can be distinguished from the original beam".

Analogie

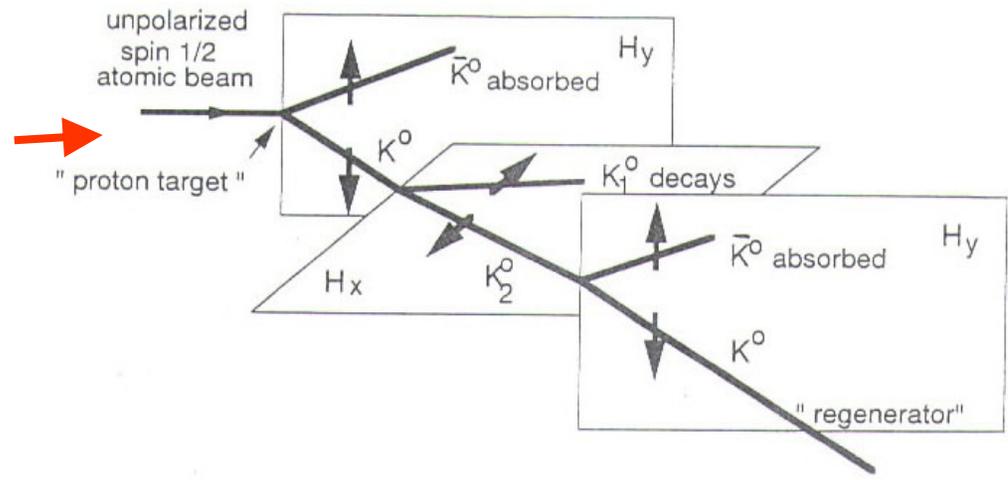
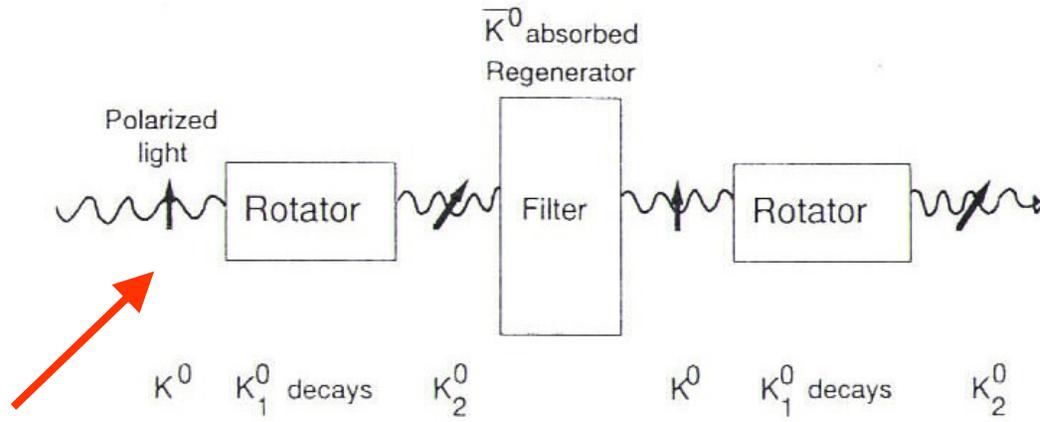
(K^0, \bar{K}^0) e (K_S, K_L)

come

(S_x, S_y) e (S_L, S_R)

o

$(S_y = \pm \frac{1}{2})$ e $(S_x = \pm \frac{1}{2})$



Rigenerazione

REGENERATION AND MASS DIFFERENCE OF NEUTRAL K MESONS*

Francis Muller,[†] Robert W. Birge, William B. Fowler,[‡] Robert H. Good, Warner Hirsch,
Robert P. Matsen, Larry Oswald, Wilson M. Powell, and Howard S. White
Lawrence Radiation Laboratory, University of California, Berkeley, California

and

Oreste Piccioni
Brookhaven National Laboratory, Upton, New York
(Received March 29, 1960)

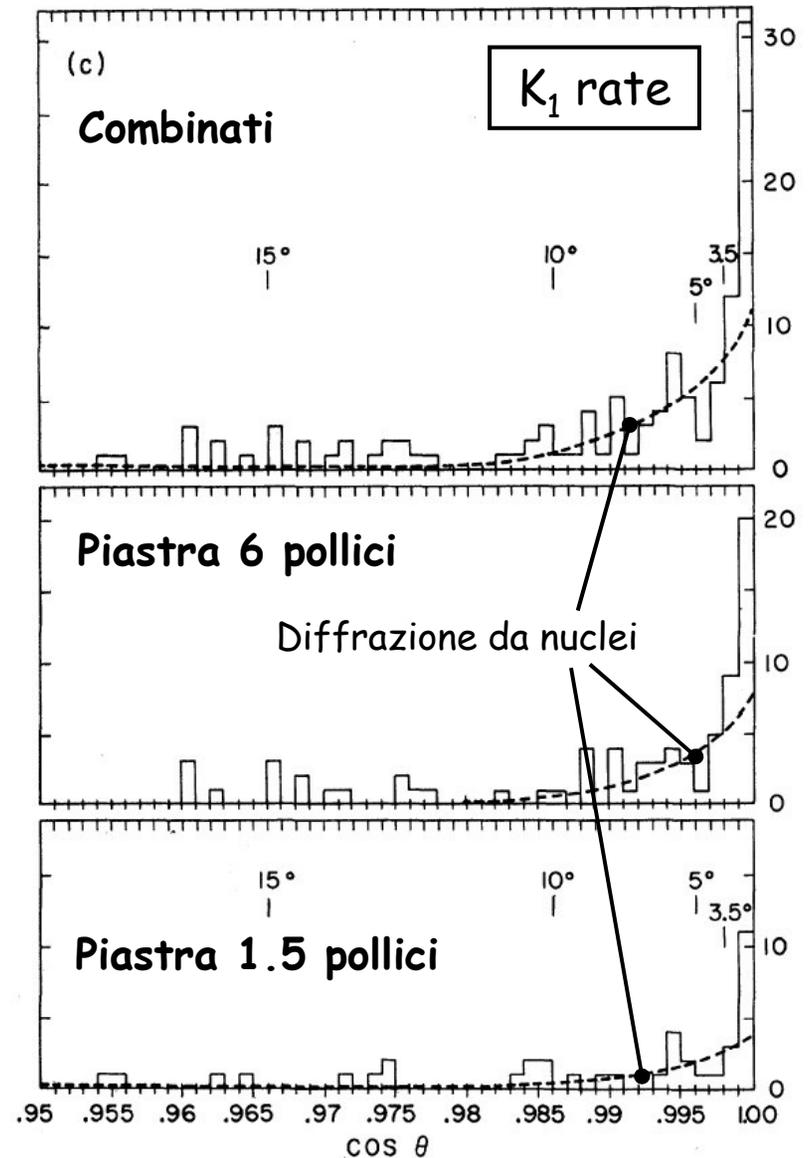
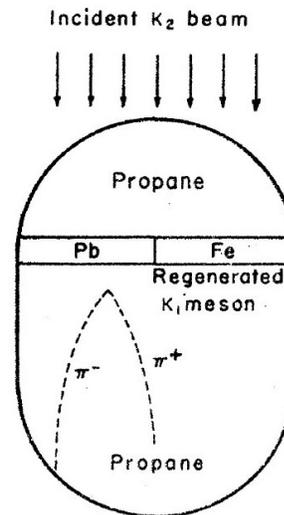
π^- su bersaglio H_2 : fascio
neutro da 670 MeV/c
a Berkeley

Viaggia ~ 7.5 m ($200 \tau_S$) prima di
raggiungere una camera a
propano contenente una piastra
di ferro

200000 fotografie, meta' con
piastra di ferro da 1.5 pollici,
meta' con piastra di ferro da 6
pollici

Ricerca di **eventi a 2-tracce**,
vicini ($2\tau_S$) alla piastra, con lo
stesso impulso del fascio

M.S. Sozzi



Violazione di CP

Due mesoni K neutri

Esempio: $n \rightarrow \Lambda K^0$ e $\bar{K}^0 n \rightarrow \Lambda$ avvengono (int. forti)
 ma se $K^0 n \rightarrow \Lambda$ avvenisse
 allora $nn \rightarrow n\Lambda K^0 \rightarrow \Lambda\Lambda$ avverrebbe (non osservato)

$$M(K^0) = 497.7 \text{ MeV}/c^2$$

$$I(J^P) = \frac{1}{2}(0^-)$$

In termini di quark:

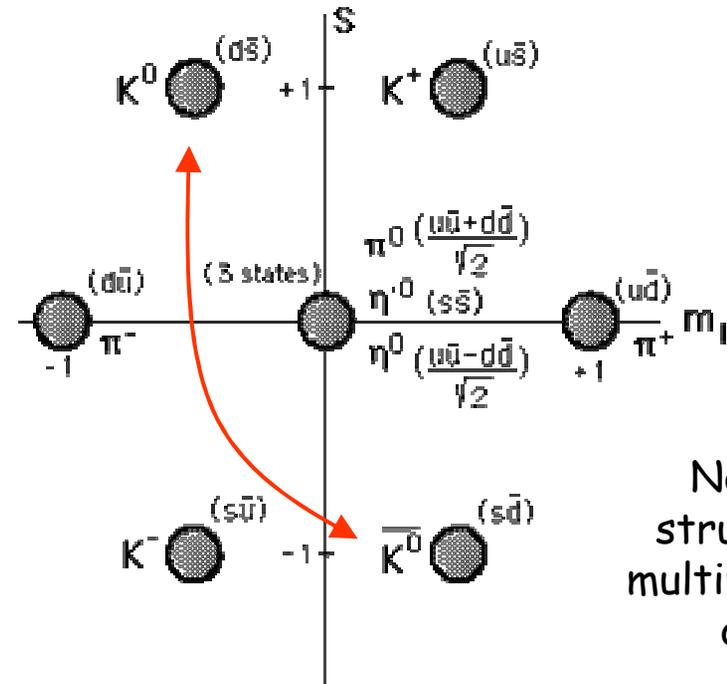
$$K^0 = (d\bar{s}) \quad S = +1$$

$$\bar{K}^0 = (\bar{d}s) \quad S = -1$$

ovvero:

$$K^0 \neq \bar{K}^0$$

$$\text{Cfr. } \pi^0 = (u\bar{u} + d\bar{d})/\sqrt{2} = \bar{\pi}^0$$



Non e' la
 struttura di
 multipletto piu'
 ovvia.

I mesoni K sono *il laboratorio minimale di sapore.*

Passo concettuale coraggioso, profondo e molto fruttuoso

"The search for ordering principles at this moment may indeed ultimately have to be likened to a chemist's attempt to build up the periodic system if he were given only a dozen odd elements".
(A. Pais, 1952)

"It is by no means certain that, if the complex ensemble of phenomena concerning the neutral K mesons were known without the benefit of the Gell-Mann - Pais theory, we could, even today, correctly interpret the behavior of these particles.

That their theory, published in 1955, actually preceded most of the experimental evidence known at present, is one of the most astonishing and gratifying successes in the history of the elementary particles".

(R.H. Good *et al.*, 1961)

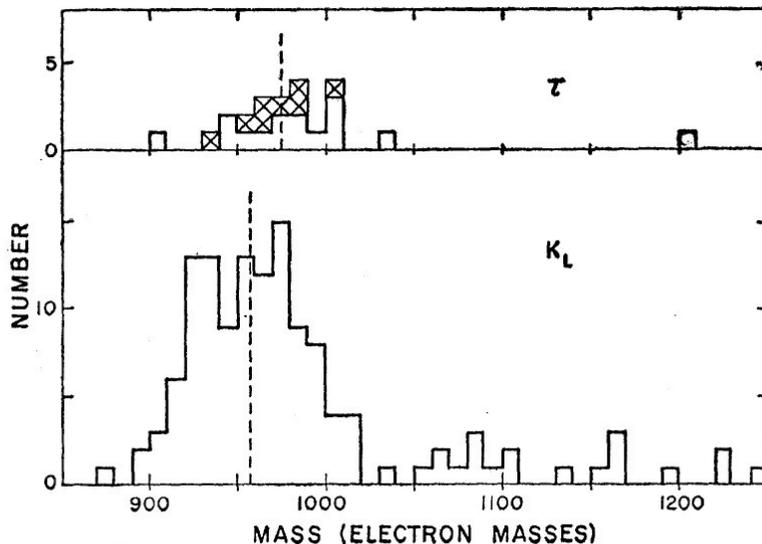
"Especially interesting is the fact that we have taken the principle of superposition to its ultimately logical conclusion".

"... one of the greatest achievements of theoretical physics".

(R. Feynman)

Il "τ/θ puzzle"

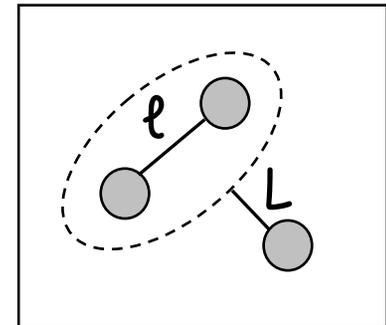
- Due particelle che decadono in modi diversi:
 $\theta^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$ (onda S: $L=0, P = +1$): $P = (-1)^J$
 $\tau^+ \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-$ (onda S: $L=0, P = -1$): $J^P = 0^-, 2^-, 4^-, \dots$
 [rivelati eventi con $E(\pi^-) \rightarrow 0$ per i quali $\ell=0, J=L$ pari e $P=(-1)^{J+1}$]
- Masse, sezioni d'urto di produzione e larghezze di decadimento misurate essere uguali
 (Bevatron da 6 GeV attivo a Brookhaven nel 1954)



1956: domanda (M. Block)
 conservazione della
 parita'
 (C.N. Yang, T.D. Lee)
 ... una storia nota.

CP-ologia

- $J^P(K) = 0^-$
- $J^P(\pi) = 0^- \quad C(\pi^0) = +1 \quad [\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma \text{ e } C(\gamma) = -1]$
- $\pi\pi$:
 $P(\pi\pi) = P(\pi)^2 (-1)^\ell = (-1)^\ell \quad [\pi^0\pi^0: \ell \text{ pari}]$
 $C(\pi^0\pi^0) = +1, C(\pi^+\pi^-) = P(\pi^+\pi^-) = (-1)^\ell$
 Scambio = CP \Rightarrow **CP($\pi\pi$) = +1**
- $K \rightarrow \pi\pi$:
 $J(\pi\pi) = \ell(\pi\pi) = 0 \Rightarrow P(\pi\pi) = +1, C(\pi\pi) = +1$
- $\pi\pi\pi$:
 $|\ell-L| \leq J(\pi\pi\pi) \leq \ell+L$
 $P(\pi\pi\pi) = P(\pi)^3 (-1)^\ell (-1)^L = (-1)^{\ell+L+1} \quad [\pi^0\pi^0\pi^0: \ell \text{ pari}, P=(-1)^{L+1}]$
 $C(\pi^0\pi^0\pi^0) = +1, C(\pi^+\pi^-\pi^0) = (-1)^\ell$
- $K \rightarrow \pi\pi\pi$:
 $J(\pi\pi\pi) = 0 \Rightarrow \ell = L \Rightarrow P(\pi\pi\pi) = -1$
CP($\pi^0\pi^0\pi^0$) = -1 **CP($\pi^+\pi^-\pi^0$) = (-1)^{\ell+1}**
 $\ell > 0$ e' soppresso cinematicamente



Stati fisici

Nel frattempo: simmetria C violata, gli stati fisici non devono essere autostati di C . Sostituita da CP :

Ponendo (*scelta di fase arbitraria*):

$$CP|K^0\rangle = (+1)|\overline{K^0}\rangle$$

$$\begin{cases} CP|K_1\rangle = +|K_1\rangle \\ CP|K_2\rangle = -|K_2\rangle \end{cases}$$

$$\langle K_1 | K_2 \rangle = 0$$

Q-valori molto diversi: 215 MeV e 78 MeV. $\tau(\pi\pi) \ll \tau(\pi\pi\pi)$

Essendo: $CP|\pi\pi\rangle_{J=0} = +|\pi\pi\rangle$ $CP|\pi\pi\pi\rangle_{J,L=0} = -|\pi\pi\pi\rangle$

Si identificano: $|K_S\rangle \equiv |K_1\rangle$ $|K_L\rangle \equiv |K_2\rangle$

CP conservata (commuta con H): autostati fisici = autostati di CP

Evoluzione temporale

Descrizioni duali:

K^0 e \bar{K}^0 : autostati di stranezza (produzione associata):

$$\pi^- p \rightarrow \Lambda K^0 \quad K^+ n \rightarrow p K^0 \quad \text{[interazioni forti]}$$

K_1 e K_2 : autostati di massa e vita media:

$$\begin{aligned} |K_1(t)\rangle &= e^{-iE_1 t} |K_1(0)\rangle = e^{-i(m_1 - i\Gamma_1)t} |K_1(0)\rangle \\ |K_2(t)\rangle &= e^{-iE_2 t} |K_2(0)\rangle = e^{-i(m_2 - i\Gamma_2)t} |K_2(0)\rangle \end{aligned} \quad \text{[interazioni deboli]}$$

$$\begin{cases} |K_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle \right] \\ |K_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle \right] \end{cases}$$