

La Violazione di CP

Fernando Palombo

Sommario

Introduzione : la violazione di CP dai mesoni K ai mesoni B.
Ruolo di questa violazione in Fisica Sub-nucleare
e in Cosmologia

Lezione 1 : La Violazione di CP nei mesoni K

Lezione 2 : Formalismo Matematico della Violazione di CP

Lezione 3 : Cosmologia e Modello Standard

Lezione 4 : Apparati e Misure Sperimentali nei B

Lezione 1

La Violazione di CP nei mesoni K

Per queste trasparenze :

<http://lxmi.mi.infn.it/~palombo/didattica/CPViolation/Lezione1-CP-nei-K.pdf>

D. H. Perkins: Introduction to High Energy Physics

I Mesoni Strani

- Nel 1944 in interazioni da raggi cosmici in una camera a nebbia si era avuta evidenza di una particella carica di massa circa $500 \text{ MeV}/c^2$ che era inconsistente con l'essere un pione e un protone
- Evidenza di questa particella nel 1947 a Brookhaven. Poi definitivamente confermata
- Comportamento alquanto strano (da cui il nome!) : produzione molto copiosa (interazione forte) ma produzione associata (a coppie), decadimenti singoli con vite medie lunghe (interazione debole)
- Introduzione di un nuovo numero quantico (**Gell-Mann, Pais**, 1954): la stranezza S

Il Paradosso $\Theta - \tau$

- *Nel 1956 erano state scoperte due particelle nei seguenti decadimenti:*
 $\Theta^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$ $\tau^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$
- *Le masse, le vite medie ed i rapporti delle frazioni di decadimento misurati erano gli stessi ma non la parita' (Dalitz). Infatti:*
- *Spin S di Θ^+ con $P = (-1)(-1)(-1)^l$ $S=1$, quindi possibili $J^P = 0^+, 1^-, 2^+, \dots$*

Il decadimento $\Theta^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$, momento angolare tra i due pioni deve essere pari perche' particelle identiche nello stato finale (Pauli), massa Θ^0 e Θ^+ simili quindi (se Θ^0 e Θ^+ appartengono alla stessa famiglia di isospin) anche per Θ^+ l deve essere pari

$$\longrightarrow J^P = 0^+, 2^+, \dots$$

Il Paradosso $\Theta - \tau$

- **Dalitz** aveva mostrato che J^P di τ^+ non poteva che essere 0^- . Infatti $P = (-1)^{l^+ + l^- + 1}$ (l^+ momento angolare relativo tra i due pioni positivi, l^- momento angolare del pione negativo attorno al centro di massa dei due pioni positivi. Uniformita' di punti sul Dalitz plot $\longrightarrow l^+ = l^- = 0$)
- **$J^P = 0^-$ parita' quindi diversa da quella di Θ^+ (che risultava pari) . Percio' o non erano la stessa particella o nel decadimento debole la parita' non si conservava**
- **Lee e Yang** : le due particelle sono una stessa particella (ora chiamata K) che decade in modo debole ; la parita' non si conserva in uno dei due decadimenti. Proposta di verificare la conservazione della parita' nei decadimenti deboli.
- **Questa e' stata una delle prime evidenze di non conservazione della parita'**

Teoria di Gell-Mann - Pais dei K neutri

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.

Questo e' uno dei lavori piu' importanti in fisica delle particelle elementari :
Ha previsto il comportamento di particelle dimostrato poi vero
sperimentalmente.

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

"... one of the greatest achievements of theoretical physics' (R. Feynman)"

Teoria di Gell-Mann - Pais dei K neutri

Dallo schema della stranezza di **Gell-Mann Nishijima** : $Q = I_3 + S/2 + B/2$, assegnando isospin $1/2$ ai mesoni K questa formula prevede due isodoppietti: uno con stranezza $S=+1$ ed un altro con stranezza $S=-1$

Di conseguenza accoppiati ai due mesoni K carichi (K^+ e K^-) servivano due diversi stati neutri stati (chiamiamoli K^0 e $\bar{K}^0$). I due isodoppietti sono: (K^+ , K^0) con stranezza $S=+1$ e (K^- , $\bar{K}^0$) con $S=-1$

Notiamo subito che in questo schema θ^0 e τ^0 sono particelle diverse (diversamente da quanto pensassero Lee-Yang)

I mesoni K sono le particelle con stranezza di minor massa. Decadono necessariamente in particelle senza stranezza e questo puo' avvenire solo con decadimenti deboli (che non conservano la stranezza) con tempi di decadimento (tipicamente 10^{-10} s) molto lunghi rispetto a quelli delle interazioni forti ($\sim 10^{-23}$ s)

Teoria di Gell-Mann - Pais dei K neutri

- Il numero quantico (S) che distingue K^0 e $\bar{K}^0$ non si conserva nei loro decadimenti (deboli) e quindi non c'è alcun principio di conservazione che impedisca la trasformazione di una particella nell'altra. Per esempio tutte e due decadono in 2π : $K^0 \rightarrow 2\pi$ e $\bar{K}^0 \rightarrow 2\pi$. Si può avere anche $2\pi \rightarrow \bar{K}^0$ (almeno come processo virtuale). Questo implica che si possono avere transizioni da K^0 in $\bar{K}^0$ e viceversa ($\Delta S=2$)
- Nella produzione (forte) si producono stati con ben definita stranezza, quindi o K^0 o $\bar{K}^0$ ma nel decadimento debole la stranezza non è definita e a decadere sono stati fisici con ben definita massa, vita media e CP che si suppone (per il momento conservarsi). Quindi decadono autostati di CP.
- Il principio di sovrapposizione della Meccanica Quantistica permette di costruire due autostati di CP nel modo seguente:

$$|K_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle)$$

$$|K_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle)$$

Teoria di Gell-Mann - Pais dei K neutri

➤ $CP|K_1\rangle = +|K_1\rangle$, $CP|K_2\rangle = -|K_2\rangle$

sono questi gli stati che decadono debolmente (e non K^0 e $\bar{K}^0$!!)

➤ Noi possiamo anche esprimere K^0 e $\bar{K}^0$ in termini di K_1 e K_2

$$|K^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K_1\rangle + |K_2\rangle)$$

$$|\bar{K}^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(-|K_1\rangle + |K_2\rangle)$$

Quindi si hanno due set di stati miscelati,

un set di autostati di S e un set di autostati di CP

➤ K_1 e K_2 NON sono una antiparticella dell'altra ma due particelle diverse con diverse masse e diversi decadimenti (e diverse vite medie)

Decadimenti in pioni degli stati fisici K_1 e K_2

Consideriamo in caso del decadimento in due pioni $\pi^+\pi^-$

Questo sistema ha: parità $P = (-1)(-1)(-1)^l$ (l =momento angolare orbitale)

$$C = +1 \quad CP = +1 \text{ (parità pari)}$$

Consideriamo il caso del decadimento in $\pi^+\pi^-\pi^0$. Chiamiamo l il momento angolare relativo del sistema $\pi^+\pi^-$, e l' il momento angolare relativo del π^0 rispetto al sistema $(\pi^+\pi^-)$. Momento angolare totale $J=l+l'$

Ma K_1 e K_2 hanno spin zero, quindi $l=-l'$ da cui nel caso più semplice $l=l'=0$ (valori superiori tipo $l=l'=1$ sono fortemente soppressi)

$$CP(3\pi) = -1 \text{ (parità dispari)}$$

Quindi se **CP si conserva** allora K_1 decade in $\pi^+\pi^-$, K_2 in $\pi^+\pi^-\pi^0$

Inoltre il decadimento di K_2 in $\pi^+\pi^-$ è **VIETATO!**

Spazio fasi accessibile a K_1 in $2\pi \gg$ spazio fasi accessibile al decadimento K_2 in 3π quindi la

$$\text{vita media di } K_1 \ll \text{vita media di } K_2$$

Osservazione del K neutro a vita media lunga

Il mesone K_2 a vita media lungo previsto da **Gell-Mann e Pais** nel 1955 venne osservato sperimentalmente l'anno successivo a Brookhaven da Lederman et al.

Observation of Long-Lived Neutral Particles*

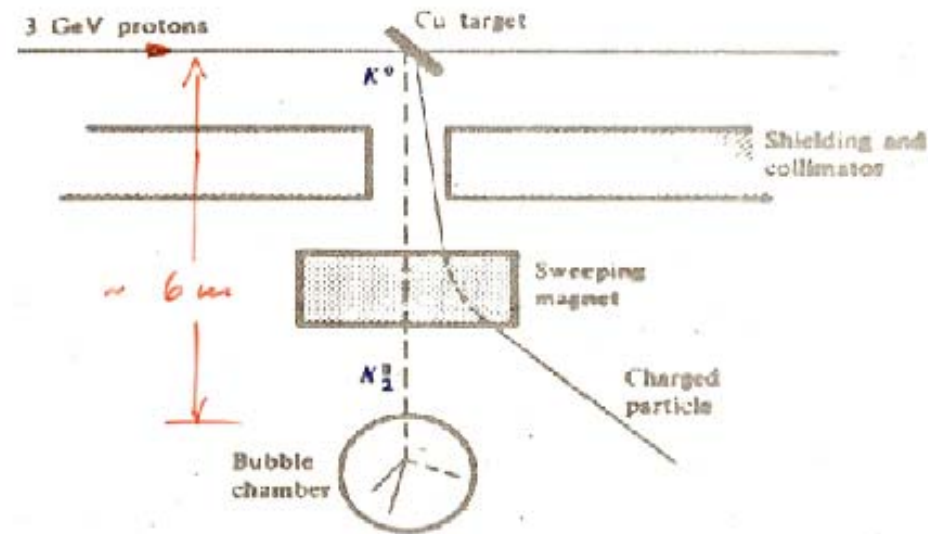
K. LANDE, E. T. BOOTH, J. IMPEDUGLIA, AND L. M. LED

Columbia University, New York, New York

AND

W. CHINOWSKY, *Brookhaven National Laboratory,
Upton, New York*

(Received July 30, 1956)



Nei decadimenti osservati a vita media lunga la particella decadeva in almeno 3 particelle

Sperimentalmente $\tau(K_1 \rightarrow 2\pi) = 0.9 \cdot 10^{-10} \text{ s}$ $\tau(K_2 \rightarrow 3\pi) = 0.5 \cdot 10^{-7} \text{ s}$

$\Gamma(K_1) \sim 600 \Gamma(K_2) !!!$

Oscillazioni della Stranezza

Supponiamo di avere nell'istante $t=0$ un mesone K neutro di definita stranezza (per esempio puro K^0). Usiamo unita' naturali ($\hbar/2\pi = 1$, $c=1$) e misuriamo le quantita' nel sistema a riposo delle particelle

$$|K_1(t)\rangle = |K_1(0)\rangle e^{-[(\Gamma_1/2 + im_1)t]}$$

Gli stati K_1 e K_2 evolvono nel tempo secondo le relazioni:

$$|K_2(t)\rangle = |K_2(0)\rangle e^{-[(\Gamma_2/2 + im_2)t]}$$

$$\text{con } |K_1(0)\rangle = |K_2(0)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}$$

$$|K^0(t)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K_1(t)\rangle + |K_2(t)\rangle)$$

$$\langle K^0 | K^0(t) \rangle = \frac{1}{2} \left[e^{-(\Gamma_1/2 + im_1)t} + e^{-(\Gamma_2/2 + im_2)t} \right]$$

Probabilita' di trovare una K^0 all'istante t :

$$P(K^0, t) = |\langle K^0 | K^0(t) \rangle|^2 \qquad P(K^0, t) = \frac{1}{4} [e^{-\Gamma_1 t} + e^{-\Gamma_2 t} + 2e^{-\Gamma t} \cos \Delta m t]$$

Oscillazioni della Stranezza

Nella formula precedente

$$\Gamma = \frac{\Gamma_1 + \Gamma_2}{2} \text{ e } \Delta m = m_2 - m_1 \text{ (sperimentalmente } m_2 > m_1)$$

Analogamente probabilit  di trovare una K^0 all'istante t :

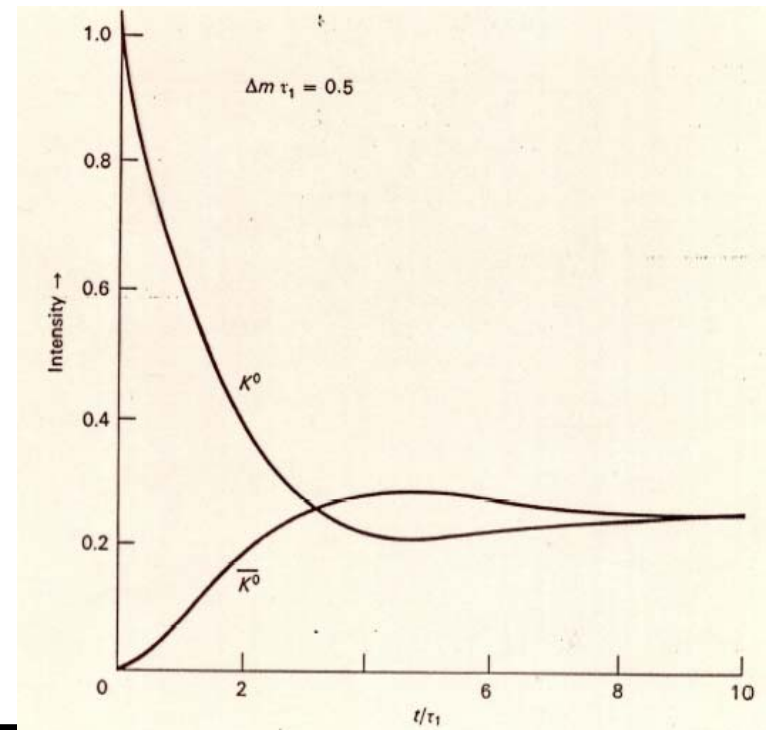
$$P(K^0, t) = \frac{1}{4} [e^{-\Gamma_1 t} + e^{-\Gamma_2 t} - 2e^{-\Gamma t} \cos \Delta m t]$$

Interferenza

L'intensita' delle K^0 e $\bar{K}^0$ oscilla nel tempo (oscillazione della stranezza) con la frequenza Δm .

Nella figura accanto sono riportate le Previsioni delle oscillazioni prendendo

$$\Delta m = 0.5/\tau_1$$



Tagging dei K neutri e Misura di $|\Delta m|$

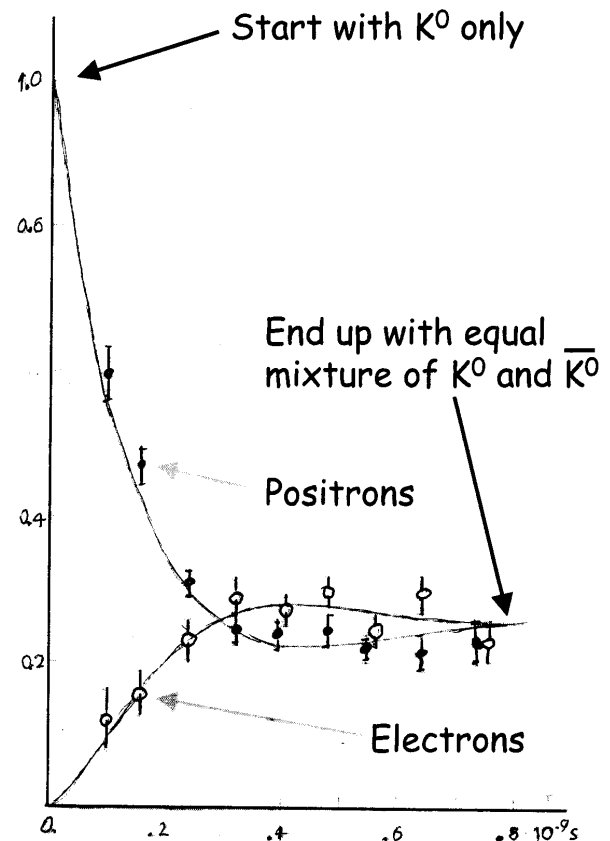
Per poter osservare sperimentalmente l'oscillazione della stranezza (e misurare $|\Delta m|$ dal termine di interferenza) bisogna che al variare del tempo si sappiano identificare i K^0 o i $\bar{K}^0$. Per fare questo si possono cercare decadimenti che sono possibili o solo per K^0 o solo per $\bar{K}^0$ (tagging).

Per esempio nei decadimenti semi leptonici vale la regola $\Delta S = \Delta Q$



Osservare al tempo t un positrone vuol dire aver avuto al tempo t una K^0 mentre osservando un elettrone vuol dire che c'era una $\bar{K}^0$.

Fascio iniziale puro di K^0 prodotto per esempio nella reazione appena sopra soglia
 $p n \rightarrow p \Lambda K^0$



Rigenerazione dei K neutri

Pais e Piccioni (1955) osservarono che il meccanismo di sovrapposizione degli stati K_1 e K_2 della predizione di Gell-Mann Pais doveva portare ad un processo di rigenerazione .

Un fascio puro di K^0 dopo un certo percorso rimane con sole K_2 (con le K_1 tutte decadute). Ma :

$$|K_2 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0 \rangle - |\bar{K}^0 \rangle)$$

La $\bar{K}^0$ interagisce con la materia molto di più che non la K^0 . La materia tende a rimuovere la componente $\bar{K}^0$ dal fascio: $\sigma(K^0) \ll \sigma(\bar{K}^0)$

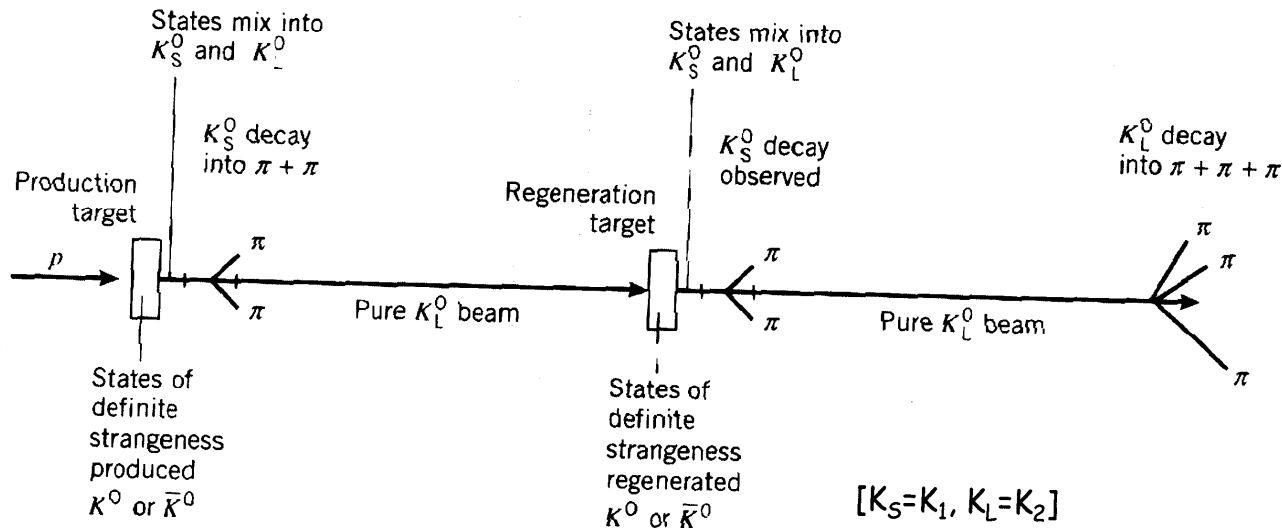
Quindi noi mettendo uno strato di materiale lungo il fascio possiamo così assorbire tutta la $\bar{K}^0$ e restare con la sola K^0 che è :

$$|K^0 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K_1 \rangle + |K_2 \rangle)$$

Ho rigenerato la K_1 e quindi dopo lo strato di materiale dovrei ritornare a vedere decadimenti in 2π

Rigenerazione dei K . Verifica Sperimentale

$$K^0 \text{ (or } \bar{K}^0) \propto K_1 \pm K_2 \rightarrow K_2 \rightarrow \bar{K}^0 \text{ removed in matter} \rightarrow K_1 + K_2$$



Questo fenomeno
“bizzarro” e' una
 conseguenza del mixing
 in meccanica ondulatoria.
 Ha analogie in ottica!

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)

Qualche Problema con la Rigenerazione dei K ?

PHYSICAL REVIEW

VOLUME 132, NUMBER 3

1 DECEMBER 1963

Anomalous Regeneration of K_1^0 Mesons from K_2^0 Mesons*

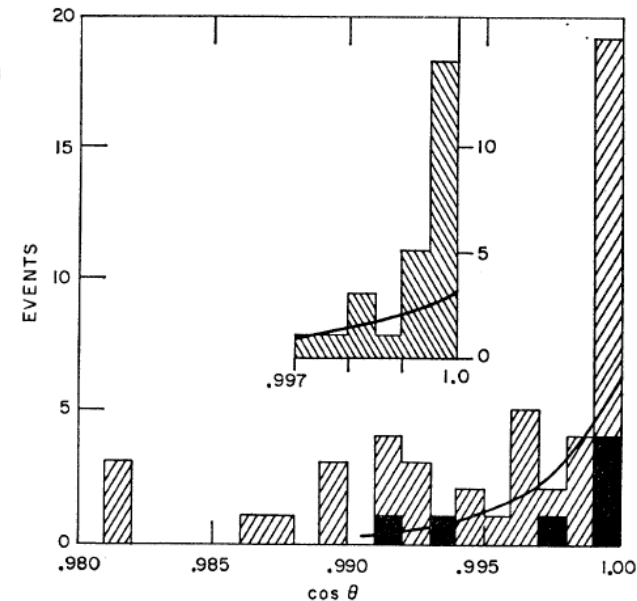
L. B. LEIPUNER, W. CHINOWSKY,[†] AND R. CRITTENDEN
Brookhaven National Laboratory, Upton, New York

AND

R. ADAIR,[‡] B. MUSGRAVE,[§] AND F. T. SHIVELY[†]
Yale University, New Haven, Connecticut

(Received 13 March 1963; revised manuscript received 27 August 1963)

A beam of 1.0-BeV/c K_2^0 mesons passing through liquid hydrogen in a bubble chamber was seen to generate K_1^0 mesons with the momentum and direction of the original beam. The intensity of K_1^0 production was far greater than that anticipated from conventional mechanisms, and the suggestion is made that the K_1^0 mesons are produced by coherent regeneration resulting from a new weak long-range interaction between protons and K mesons.



Anomala produzione di decadimenti di K_1 in 2π . La violazione di CP era esclusa (**troppo rivoluzionaria!!**) per cui si ipotizzò che si fosse in presenza di una forma anomala di rigenerazione.

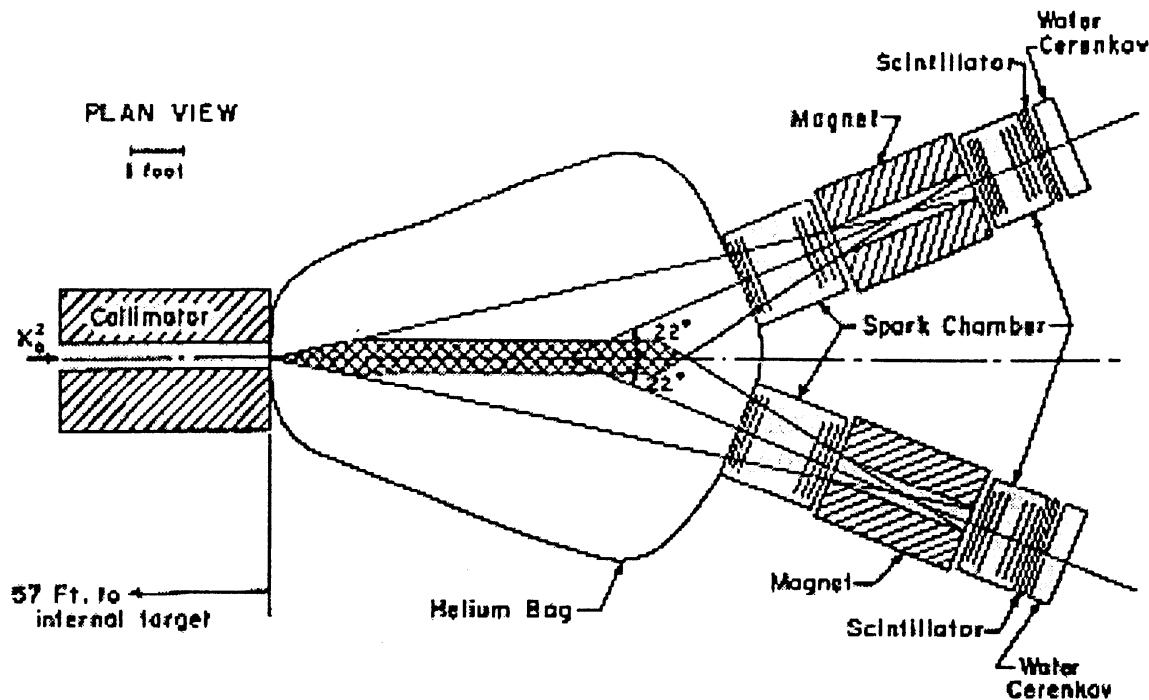
Cronin, Fitch e Turlay nel 1963 proposero a Brookhaven un esperimento per migliorare queste misure (**su un apparato già funzionante!**)

Discovery of CP violation

FCCT experiment

(Christenson, Cronin, Fitch, Turlay)

Premio Nobel 1980



**Misurano massa
invariante
e p_T di $\pi^+\pi^-$**

Discovery of CP violation

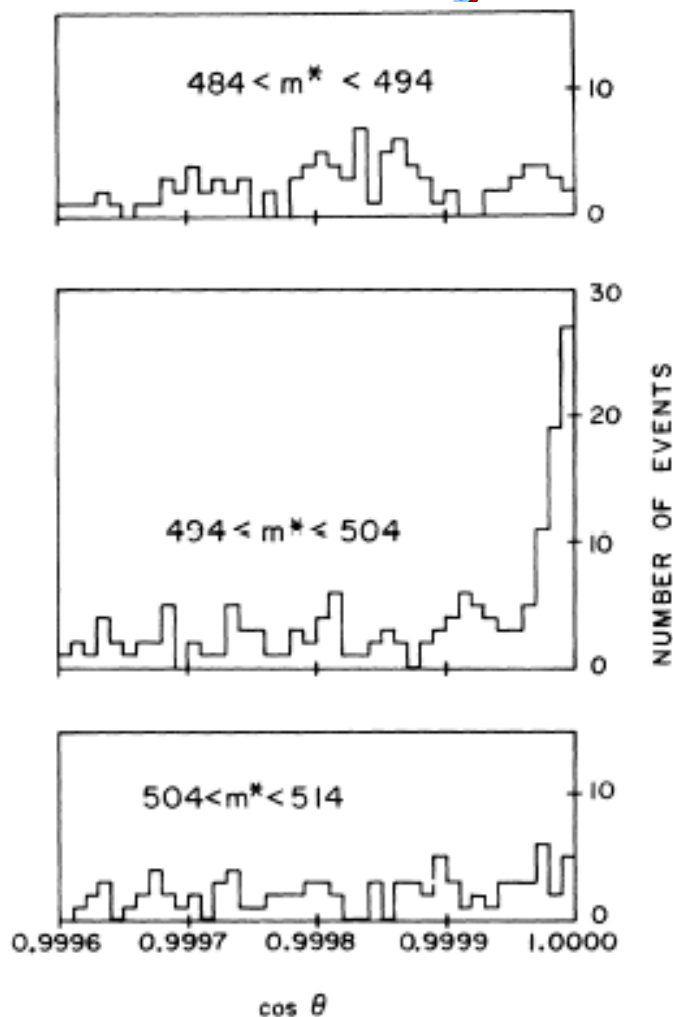


FIG. 3. Angular distribution in three mass ranges for events with $\cos \theta > 0.9995$.

Proposta : aprile 1963
Accettazione : maggio 1963
Inizio presa dati : 2 giugno 1963
Fine presa dati : fine di luglio 1963

Eccesso di 45 ± 9 eventi 2π su un totale di 22700 eventi

Sei mesi di analisi cercando di trovare un meccanismo che potesse spiegare i risultati: rigenerazione anomala, iperfotoni dal campo cosmologico, fallimento della Mecc. Quant. Convenzionale, decadimento a tre corpi, mis-identificazione dei pioni, ecc. .

Alla fine la resa: c'era evidenza di decadimenti di K_2 in 2π , violando CP
(H. Christenson et al, PRL 13, 138 (1964))

Violazione di CP nei K neutri

K_2 decadeva in 2π violando CP con una probabilità di circa $2 \cdot 10^{-3}$. Questo stava ad indicare che gli stati fisici (con definita massa e vita media), che indichiamo con K_S (K “short”) e K_L (K “long”), non potevano essere autostati di CP (come K_1 e K_2).

I risultati sperimentali si potevano interpretare pensando ad un piccolo sbilanciamento nel mixing del contributo di K^0 e $\bar{K}^0$.

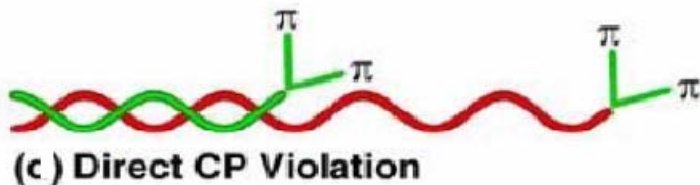
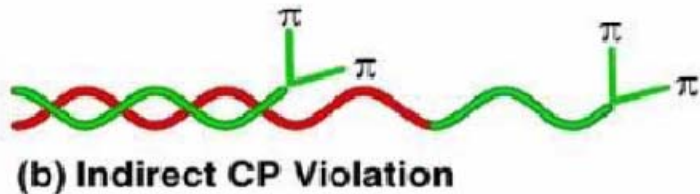
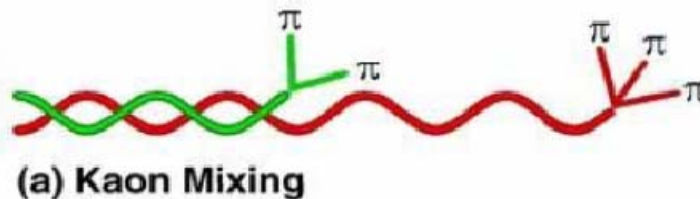
$$|K_S\rangle = \frac{1}{\sqrt{2(1+|\epsilon|^2)}} [(1-\epsilon)K^0 - (1+\epsilon)\bar{K}^0] = \frac{1}{\sqrt{1+|\epsilon|^2}} [|K_1\rangle - \epsilon|K_2\rangle]$$
$$|K_L\rangle = \frac{1}{\sqrt{2(1+|\epsilon|^2)}} [(1+\epsilon)K^0 + (1-\epsilon)\bar{K}^0] = \frac{1}{\sqrt{1+|\epsilon|^2}} [|K_2\rangle + \epsilon|K_1\rangle]$$

ϵ (piccolo) numero complesso che introduce asimmetria di CP

Violazione di CP Indiretta e Diretta

*La violazione di CP appena vista e' dovuta alla impurezza ϵ introdotta negli stati fisici dalle transizioni $K^0 - \bar{K}^0$ e per questo e' detta **indiretta** (o di mixing)*

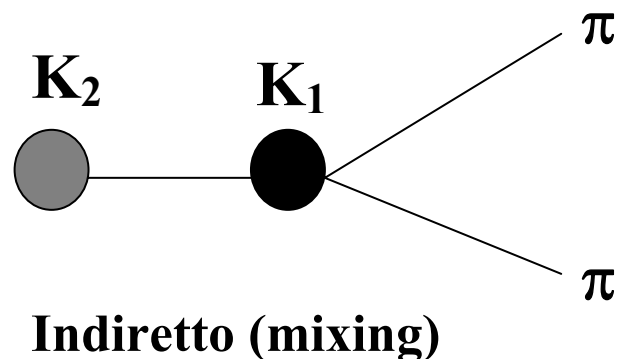
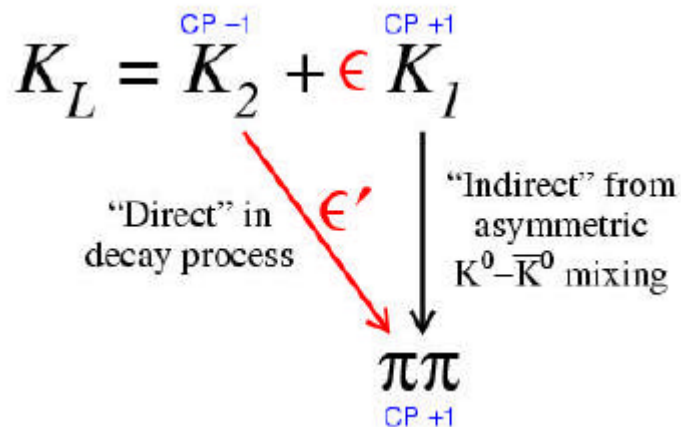
*E' possibile pero' che la asimmetria si produca dal decadimento diretto della K_2 in 2π . In questo caso si parla violazione di CP **diretta***



Il formalismo matematico verra' presentato per i mesoni B (successivamente)

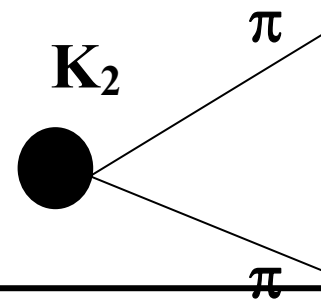
Decadimento di K_L in 2 π

Modi di decadimento di K_L in uno stato finale con due pioni:



- tramite la transizione $K_L - K_S$ (**decadimento indiretto (mixing)**)
 $|\epsilon| = (2.284 \pm 0.014) \cdot 10^{-3}$ (1964)

- tramite il **decadimento diretto**
Violazione di CP attesa (nel Modello Standard) ancora piu' piccola e difficile da misurare



Violazione di CP nel Decadimento Diretto

Questa violazione di CP puo' essere studiata confrontando i decadimenti di K_L e K_S in $\pi^+\pi^-$ e $\pi^0\pi^0$

Le quantita' η_{+-} e η_{00} differiscono leggermente a causa della violazione di CP diretta :

$$\eta_{\pm} = \frac{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-)}{\Gamma(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-)} \approx \epsilon + \epsilon', \quad \eta_{00} = \frac{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^0\pi^0)}{\Gamma(K_S \rightarrow \pi^0\pi^0)} \approx \epsilon - 2\epsilon'$$

Sperimentalmente si misurano i rapporti delle frazioni di decadimento (Metodo del doppio rapporto):

$$\left| \frac{\eta_{\pm}}{\eta_{00}} \right|^2 = \frac{|\epsilon + \epsilon'|^2}{|\epsilon - 2\epsilon'|^2} \approx 1 + 6\text{Re} \left(\frac{\epsilon'}{\epsilon} \right)$$

Violazione di CP nel decadimento Diretto

Primi esperimenti pionieristici iniziati negli anni '70 : **inconclusivi**

Nel 1981 inizia al CERN l'esperimento **NA31** che finira' nel 1993.

Nel 1983 inizia l'esperimento **E731** al Fermilab

Risultati in totale disaccordo: il primo osservava la violazione di CP diretta . Il risultato era inconsistente con la teoria superdebole(vedi dopo).

Il secondo non osservava violazione diretta di CP e non smentiva la teoria superdebole

Forte controversia con la conclusione finale che gli esperimenti andavano rifatti, migliorando gli apparati sperimentali [soprattutto la calorimetria elettromagnetica ($2 \pi^0$ da misurare, cosa non banale!)]

NA48 e KTeV

L'esperimento NA31 al CERN si evolve in **NA48**. Il miglioramento maggiore viene dal nuovo calorimetro e.m. realizzato con la tecnica del krypton liquido (**vedi calorimetria LKr di Milano**). Questo esperimento ha preso dati dal 1998 al 2001.

L'esperimento E731 si evolve in **KTeV**. La calorimetria e.m. da vetro al piombo passa a calorimetria a cristalli CsI. Questo esperimento ha preso dati dal 1997 al 1999.

Gia' nel 1999 si ha l'osservazione della violazione di CP diretta ($> 7 \sigma$) (**dopo 37 anni !!**)

$$\text{Re}(\epsilon'/\epsilon) = \begin{cases} (14.7 \pm 2.2) \times 10^{-4} & [\text{NA48 (2002)}] \\ (20.7 \pm 2.8) \times 10^{-4} & [\text{KTeV (2002)}] \end{cases}$$

Proceedings of the First International Conference on

CALORIMETRY IN HIGH ENERGY PHYSICS

Fermi National Accelerator Laboratory, Batavia, Illinois
29 October - 1 November, 1990

Editors

David F. Anderson, Malcolm Derrick,
H. Eugene Fisk, Adam Para & Cynthia M. Sazama

First International Conference on Calorimetry in High Energy Physics
Sponsored Jointly by:

Fermi National Accelerator Laboratory, the Superconducting
Super Collider Laboratory, and the U. S. Department of Energy



World Scientific

Singapore • New Jersey • London • Hong Kong

DEVELOPMENT OF THE LIQUID KRYPTON E.M. CALORIMETER OF KEDR DETECTOR

V. M. Aulchenko*, M. Bazzotti†, P. Cantoni‡, P. L. Frabetti‡,
S. G. Klimenko*, G. M. Kolachev*, F. Lanni†, L. A. Leontiev*,
G. Lo Bianco†, B. Maggi†, P. F. Manfredi§, A. P. Onuchin*,
F. Palombo†, V. S. Panin*, Yu. V. Pril*, S. Rescia†,
V. A. Rodyakin*, A. Sala, A. G. Shamov*, Yu. I. Skovpen*,
V. Speciali†, L. Stagni‡, Yu. A. Tikhonov*, and V. I. Yurchenko*

Presented by F. Palombo

Abstract

Preliminary results of the experimental measurements of position and energy resolution of a liquid krypton (LKr) electromagnetic calorimeter with a positron beam are presented. A short description of the KEDR LKr calorimeter and its present status are also given.

1. Introduction

An e.m. calorimeter based on liquid krypton is under construction for the KEDR detector at the e^+e^- collider VEPP-4M with a maximum beam energy of 6 GeV¹. A LKr e.m. calorimeter gives the possibility to obtain an energy resolution in the energy range 30–5000 MeV comparable with the resolution of NaI and CsI e.m. calorimeters and a better position resolution for photons, due to the possibility of measuring the photon conversion point. Furthermore the fine granularity of the KEDR calorimeter provides informations for particle identification using the dE/dx method and also for e/π separation, using the shower longitudinal structure.

We have studied the characteristics of the LKr as a detector medium for calorimeters using two different prototypes. The position resolution has been measured with cosmic particles with a small prototype (7 Kg of LKr) and the e-

*Institute of Nuclear Physics, Novosibirsk, U.S.S.R.

†Dipartimento di Fisica dell'Università e Sezione INFN, Milano, Italy

‡Dipartimento di Fisica dell'Università e Sezione INFN, Bologna, Italy

§Dipartimento di Elettronica dell'Università di Pavia e Sezione INFN, Milano, Italy

§Brookhaven National Laboratory, Upton, NY11973 U.S.A.

Forza Superdebole (?)

I valori sperimentali della violazione di CP indiretta e diretta sono in accordo con le previsioni teoriche del Modello Standard

Nel 1964 **Wolfenstein** propose una ipotetica nuova forza (superdebole) che induceva transizioni tra K^0 e $\bar{K}^0$ ($\Delta S=2$) .

La violazione di CP nel decadimento diretto non e' possibile in questo modello Superdebole.

Le misure di NA48 e KTeV hanno dimostrato che non esiste alcuna forza superdebole

Diecine di modelli teorici sono stati sviluppati per spiegare la violazione di CP e sono stati tutti via via abbandonati tranne il Modello Standard

Oscillazione del Flavor (Sapore)

- Il fenomeno del mixing (e delle oscillazioni) scoperto per i mesoni K si manifesta anche in altri sistemi neutri con flavor (D , B_d , B_s)
- Nel sistema $D^0 - \bar{D}^0$ le oscillazioni sono del charm mentre nel sistema del B le oscillazioni sono del beauty. La frequenza delle oscillazioni (Δm) dipende dal particolare sistema.
- Le oscillazioni del B_d sono state scoperte da **Argus** nel **1987**, quelle del B_s al **Tevatron** (Fermilab) nel 2006 e quelle del D da **BaBar** e **Belle** nel 2006
- Il formalismo per le oscillazioni e' uguale in tutti e tre i casi e verra' visto in dettaglio per i mesoni B_d
- **A priori l'oscillazione del flavor non ha NIENTE a che vedere con la violazione di CP. Se CP fosse conservata, l'oscillazione ci sarebbe lo stesso!**

La Lezione della Violazione di CP nei K

- La violazione di CP e' molto piccola nei K
- E' la violazione di CP una caratteristica dei mesoni K (che in quanto “ strani” hanno anche questa anomalia) ?
- Oppure la violazione di CP e' una proprieta' generale della natura e quindi riscontrabile anche in altri sistemi ?

Le misure fatte non davano (non potevano dare) alcuna risposta a questi quesiti. Era necessario fare misure in un altro sistema in cui il fenomeno della violazione di CP fosse misurabile (e possibilmente con effetti piu' vistosi!).

Il Modello Standard indicava i mesoni B come l'ambiente ideale per osservare fenomeni vistosi di violazione di CP. Il sistema dei mesoni B diveniva cosi un potente mezzo di verifica del Modello Standard