

UNIVERSITA' DEGLI STUDI DI CATANIA

FACOLTA' DI SCIENZE MATEMATICHE, FISICHE E NATURALI
CORSO DI LAUREA IN FISICA
ANNO ACCADEMICO 2004-2005

Manlio De Domenico

Violazione di simmetria CP e T in sistemi $K^0 - \bar{K}^0$

Argomento di questa tesi è la scoperta sperimentale della violazione di CP e le principali implicazioni che questa ebbe sulla fisica contemporanea.

Il primo capitolo è dedicato alla descrizione dell'esperimento di Christenson, Cronin, Fitch e Turlay che scoprì la violazione di CP nel decadimento dei K neutri. Nella parte iniziale del capitolo viene anche spiegato perchè i K neutri fossero in quegli anni al centro dell'attenzione dei fisici particellari. La peculiare esistenza di due particelle K neutre, l'una l'antiparticella dell'altra, che possono decadere negli stessi canali e i cui prodotti di decadimento non permettono di distinguere quale delle due particelle li origini, conduce all'esistenza di due sovrapposizioni quantistiche di stati, il K_1^0 e il K_2^0 , aventi autovalori di CP opposti.

La simmetria CP implica che il K_2^0 non possa decadere in due pioni. La scoperta di una sia pur piccola percentuale di casi in cui tale decadimento avviene ha evidenziato la violazione di tale simmetria.

Il secondo capitolo della tesi è dedicato alle implicazioni formali che la violazione della simmetria di CP ha comportato. Vi è presentato il teorema CPT , la cui validità rende necessario che una violazione di CP sia allo stesso tempo compensata da una violazione di simmetria per inversione temporale. Viene nello stesso capitolo quindi descritto anche il primo esperimento che mostrò come nel settore dei K neutri la simmetria T venga anche violata.

Il capitolo terzo è infine dedicato alle implicazioni cosmologiche della violazione di CP . Vengono in particolare richiamate le argomentazioni di Sakharov, in base alla quale la violazione di CP , unita all'ipotesi non ancora verificata che la conservazione del numero barionico sia anch'essa violata, possa essere all'origine della asimmetria tra materia ed antimateria presente nel nostro universo.

Indice

Introduzione

1 Scoperta sperimentale di violazione CP	4
1.1 Previsioni	4
1.2 Descrizione dell'apparato sperimentale	6
1.3 Risultati sperimentali e interpretazione dei dati	8
2 La teoria della violazione CP	11
2.1 Fondamenti concettuali della teoria quantistica relativistica . .	11
2.2 Particelle e antiparticelle	12
2.3 Operatori e simmetrie	13
2.4 Teorema CPT	15
2.5 Esperimento di Brookhaven e T -violation	16
2.5.1 L'esperimento precursore di Fitch	16
2.5.2 Conservazione di CPT nell'esperimento di Brookhaven	19
3 Asimmetria materia-antimateria	19
3.1 L'ipotesi di A.Sakharov	19
3.2 L'asimmetria C	20

Considerazioni conclusive

Alla mia famiglia,
Ai miei amici,
A tutte le persone che hanno reso possibile la realizzazione di un sogno.

Introduzione

Argomento di questa tesi è la scoperta sperimentale della violazione di CP e le principali implicazioni che questa ebbe sulla fisica contemporanea.

Il primo capitolo è dedicato alla descrizione dell'esperimento di Christenson, Cronin, Fitch e Turlay che scoprì la violazione di CP nel decadimento dei K neutri. Nella parte iniziale del capitolo viene anche spiegato perchè i K neutri fossero in quegli anni al centro dell'attenzione dei fisici particellari. La peculiare esistenza di due particelle K neutre, l'una l'antiparticella dell'altra, che possono decadere negli stessi canali e i cui prodotti di decadimento non permettono di distinguere quale delle due particelle li origini, conduce all'esistenza di due sovrapposizioni quantistiche di stati, il K_1^0 e il K_2^0 , aventi autovalori di CP opposti.

La simmetria CP implica che il K_2^0 non possa decadere in due pioni. La scoperta di una sia pur piccola percentuale di casi in cui tale decadimento avviene ha evidenziato la violazione di tale simmetria.

Il secondo capitolo della tesi è dedicato alle implicazioni formali che la violazione della simmetria di CP ha comportato. Vi è presentato il teorema CPT , la cui validità rende necessario che una violazione di CP sia allo stesso tempo compensata da una violazione di simmetria per inversione temporale. Viene nello stesso capitolo quindi descritto anche il primo esperimento che mostrò come nel settore dei K neutri la simmetria T venga anche violata.

Il capitolo terzo è infine dedicato alle implicazioni cosmologiche della violazione di CP . Vengono in particolare richiamate le argomentazioni di Sakharov, in base alla quale la violazione di CP , unita all'ipotesi non ancora verificata che la conservazione del numero barionico sia anch'essa violata, possa essere all'origine della asimmetria tra materia ed antimateria presente nel nostro universo.

1 Scoperta sperimentale di violazione CP

1.1 Previsioni

Agli inizi del 1957, Wu et al. osservarono violazione della *simmetria di parità* P ¹ nel decadimento β . Tuttavia, definendo la nuova *simmetria di coniugazione di carica* C ², ci si accorse subito che la simmetria che invece apparentemente non era violata in alcun processo di decadimento era la CP (*charge conjugation - parity symmetry*).

Secondo il modello a Quark di Gell-Mann, il mesone K^0 (*kaone neutro*) è costituito da un quark down ed un antiquark strange, brevemente riassunto nella notazione $K^0 = d\bar{s}$. Analogamente $\bar{K}^0 = \bar{d}s$.

Entrambi i kaoni possono decadere in 2 o 3 π , nel rispetto della legge di conservazione della carica:

$$\begin{aligned} K^0, \bar{K}^0 &\longrightarrow \pi^+\pi^- \\ K^0, \bar{K}^0 &\longrightarrow \pi^+\pi^-\pi^0 \\ K^0, \bar{K}^0 &\longrightarrow \pi^0\pi^0\pi^0 \end{aligned} \quad (1)$$

Ciò che i fisici si chiedevano era come distinguere tra kaone e antikaone neutro se in un esperimento essi avessero visto una coppia di π come nel caso del primo decadimento. Il problema fu risolto teoricamente nel 1955 da Gell Mann e Pais.

Nel loro articolo i due fisici notarono che K^0 , con numero di stranezza $+1$, poteva trasformarsi in \bar{K}^0 con numero di stranezza -1 , attraverso un'interazione debole del secondo ordine.

Essi supposero che lo stato delle particelle rilevate potesse essere legato in qualche modo ad una loro combinazione lineare.

Per questo introdussero due stati, ψ_1 e ψ_2 definiti come

$$\begin{cases} \psi_1 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\psi + \psi^+) \\ \psi_2 = \frac{1}{\sqrt{2}i}(\psi - \psi^+) \end{cases} \quad (2)$$

essendo ψ e ψ^+ gli stati di K^0 e \bar{K}^0 rispettivamente. Da queste equazioni si perviene allora al sistema

$$\begin{cases} \psi = \frac{1}{\sqrt{2}}(\psi_1 + i\psi_2) \\ \psi_+ = \frac{1}{\sqrt{2}}(\psi_1 - i\psi_2) \end{cases} \quad (3)$$

¹Detta anche simmetria speculare, associa al moto di una particella il moto stesso come se fosse visto ad uno specchio.

²Si ottiene associando ad una particella, la sua antiparticella.

Questi stati devono soddisfare l'equazione di Klein-Gordon:

$$\begin{cases} i \frac{\partial}{\partial t} \psi = \sqrt{m^2 - \nabla^2} \psi \\ -i \frac{\partial}{\partial t} \psi^+ = \sqrt{m^2 - \nabla^2} \psi^+ \end{cases} \quad (4)$$

Passando alla sostituzione delle (3) nelle (5), si ottiene che parte reale e parte immaginaria soddisfano entrambe le equazioni

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial t} \psi_1 = \sqrt{m^2 - \nabla^2} \psi_2 \\ -\frac{\partial}{\partial t} \psi_2 = \sqrt{m^2 - \nabla^2} \psi_1 \end{cases} \quad (5)$$

Queste ultime equazioni mostrano chiaramente come ψ_1 e ψ_2 non soddisfano l'equazione di Klein-Gordon; di conseguenza essi non rappresentano autostati dell'energia. Dunque gli autovalori d'energia (perciò le loro masse) non sono numeri quantici buoni.

I due nuovi stati furono definiti come

$$\begin{aligned} |K_1^0 \rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|K^0 \rangle + |\bar{K}^0 \rangle) \\ |K_2^0 \rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|K^0 \rangle - |\bar{K}^0 \rangle) \end{aligned} \quad (6)$$

tali che

Stato	CP	Vita Media τ
K_1^0	+1	$8.98 \cdot 10^{-11} s$
K_2^0	-1	$5.17 \cdot 10^{-8} s$

Questi risultati sono presto spiegati come segue. Applicando l'operatore di parità e quello di coniugazione di carica, separatamente, agli autostati del K^0 e del \bar{K}^0 si ottiene

$$\begin{aligned} P|K^0 \rangle &= -|\bar{K}^0 \rangle & P|\bar{K}^0 \rangle &= -|K^0 \rangle \\ C|K^0 \rangle &= |\bar{K}^0 \rangle & C|\bar{K}^0 \rangle &= |K^0 \rangle \end{aligned}$$

Dalla definizione (6) si ottiene infine

$$CP|K_1^0 \rangle = |K_1^0 \rangle \quad CP|K_2^0 \rangle = -|K_2^0 \rangle$$

Realmente, i possibili decadimenti (1), sono relativi a K_1^0, K_2^0 ; per essi si ha rispettivamente $CP +1, -1$ (dipende da L , qui calcolato per $l = 0$), -1 .

La conclusione più diretta è che se è sempre valida la simmetria CP , K_2^0 **deve** decadere in 3π come previsto nelle (1).

Poichè per tutte le altre particelle la massa è un numero quantico necessario, Gell-Mann e Pais ne dedussero che i mesoni K_1^0 e K_2^0 non erano particelle elementari, mentre lo erano K^0 e \bar{K}^0 .

Lo stato K_2^0 previsto teoricamente, fu trovato sperimentalmente da Lederman e i suoi collaboratori nel 1956 al Cosmotrone di Brookhaven, così che il modello teorico basato sulla nozione di invarianza per coniugazione di carica in interazioni deboli, era verificato. Lo stesso R. Feynman dichiarò il successo della descrizione del sistema di mesoni K neutri come 'uno dei più grandi traguardi della fisica teorica'.

Nel 1963 Christenson et al. decisero di verificare che il K_2^0 non decadde in 2π . Per ottenere il loro risultato gli sperimentatori dovevano creare un fascio di K_2^0 puro primario.

Essi proposero un apparato dove il fascio entra in un collimatore di opportuna lunghezza, in modo da sfruttare la diversa vita media degli autostati (6): il fascio impuro costituito da entrambi, sarebbe diventato puro in un cammino sufficientemente lungo, dove i K_1^0 sarebbero decaduti molto tempo prima di arrivare al rivelatore, al contrario dei K_2^0 che avrebbero proseguito indisturbati e privi dei loro compagni *short-lifetime*.

Tuttavia le cose erano rese nettamente più complicate dal fenomeno della *rigenerazione*. In virtù della loro opposta stranezza, K^0 e \bar{K}^0 hanno sezione d'urto differente. Ciò implica che un fascio di K_2^0 nell'attraversare un blocco di materiale, produrrà in uscita un certo numero di K_2^0 e nuovamente dei K_1^0 .

Sul finire degli anni '50, M.L. Good verificò teoricamente che per piccole differenze in massa tra gli stati (6), il processo di rigenerazione sarebbe stato coerente, nel senso che lo scattering dei kaoni sarebbe avvenuto dall'intero blocco di materiale e non dai singoli nuclei degli atomi che lo compongono. Proprio come la luce attraversa il vetro e viene rifratta, il materiale causa della rigenerazione poteva essere trattato come se avesse un indice di rifrazione vero e proprio.

I K_1^0 rigenerati coerentemente, avrebbero avuto precisamente la stessa energia dei K_2^0 incidenti e una distribuzione angolare identica a quella del fascio incidente, solo deviata da un effetto di diffrazione determinato dalla grandezza del materiale rigenerante perpendicolare al fascio.

Per realizzare un fascio di K_2^0 puro, occorreva evitare la rigenerazione.

Nel 1963 Fitch, con l'aiuto di J.H. Christenson, J.W. Cronin e R. Turlay, ebbe la possibilità di indagare la natura del sistema di kaoni neutri con grande precisione, presso l'AGS di Brookhaven.

Il loro esperimento verrà descritto nel prossimo paragrafo.

1.2 Descrizione dell'apparato sperimentale

Ciò su cui focalizziamo la nostra attenzione sono i mesoni K_2^0 prodotti nell'AGS in un target di Be bombardato da un fascio protonico di 30 GeV.

Il Be è un atomo molto leggero e le interazioni possono essere assimilate a collisioni nucleone-nucleone.

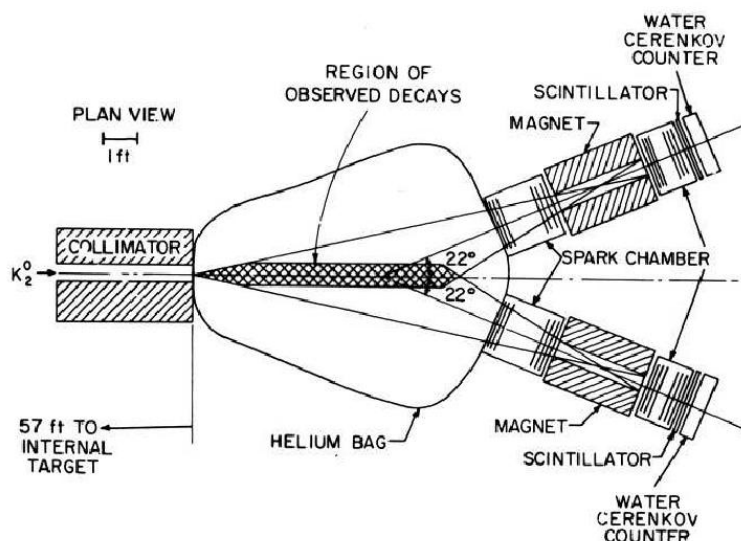
Le particelle vengono create in tutte le direzioni, ma il gruppo di Brookhaven ha scelto di studiare solo quelle che si muovevano a 30° rispetto alla direzione del protone iniziale.

Ad una distanza media di 14.5 ft dal target interno è fissato un collimatore, seguito da un ampio magnete a circa 20 ft di intensità 512 $Kg - in$, utilizzato per deviare le particelle cariche che non erano necessarie ai fini dell'esperimento e da un altro collimatore a 55 ft, utilizzato per focalizzare il fascio prima del volume di decadimento. Una lastra di Pb dello spessore di 1.5 in è piazzato di fronte al primo collimatore per ridurre al minimo i raggi γ nel fascio.

La regione di osservazione del decadimento era una sacca: per ridurre al minimo la rigenerazione dei K_1^0 e l'interazione dei neutroni prodotti con il mezzo interno ad essa era necessario un materiale dal basso numero atomico; essi optarono per l' He a condizioni STP ($T = 0C, p = 1 atm$).

Il rivelatore del decadimento mesonico è costituito da due spettrometri dove passano i pioni prodotti, ciascuno composto da 2 camere a scarica per delinearne la traccia, separate da un campo magnetico di 178 $Kg-in$. L'asse di ogni spettrometro è nel piano orizzontale e sottende un angolo solido medio di 0.007 sterad.

Le camere sono triggerate sulla misura di coincidenza fra un rivelatore *water Cherenkov* e contatori di scintillazione, posizionati subito dietro lo spettrometro.



Vista dall'alto dell'apparato sperimentale di Brookhaven

I due spettrometri sono in grado di ricostruire l'impulso delle particelle cariche che li attraversano. Infatti le spark chamber poste a monte dei magneti permettevano di definire la traiettoria iniziale delle particelle cariche, mentre i sistemi di scintillatori posti a valle ne ricostruivano la traiettoria finale.

Conseguentemente era possibile misurare l'angolo di bending prodotto dal campo magnetico, da cui veniva dedotto il valore dell'impulso della particella. Il set up sperimentale non era invece in grado di misurare l'energia della particella oppure di identificarla. Per ricostruire la massa invariante della particella progenitrice era quindi necessario adottare l'ipotesi iniziale che le particelle rivelate fossero pioni. L'evento sarebbe stato poi scartato nel caso in cui la massa invariante ottenuta non corrispondesse a quella del k .

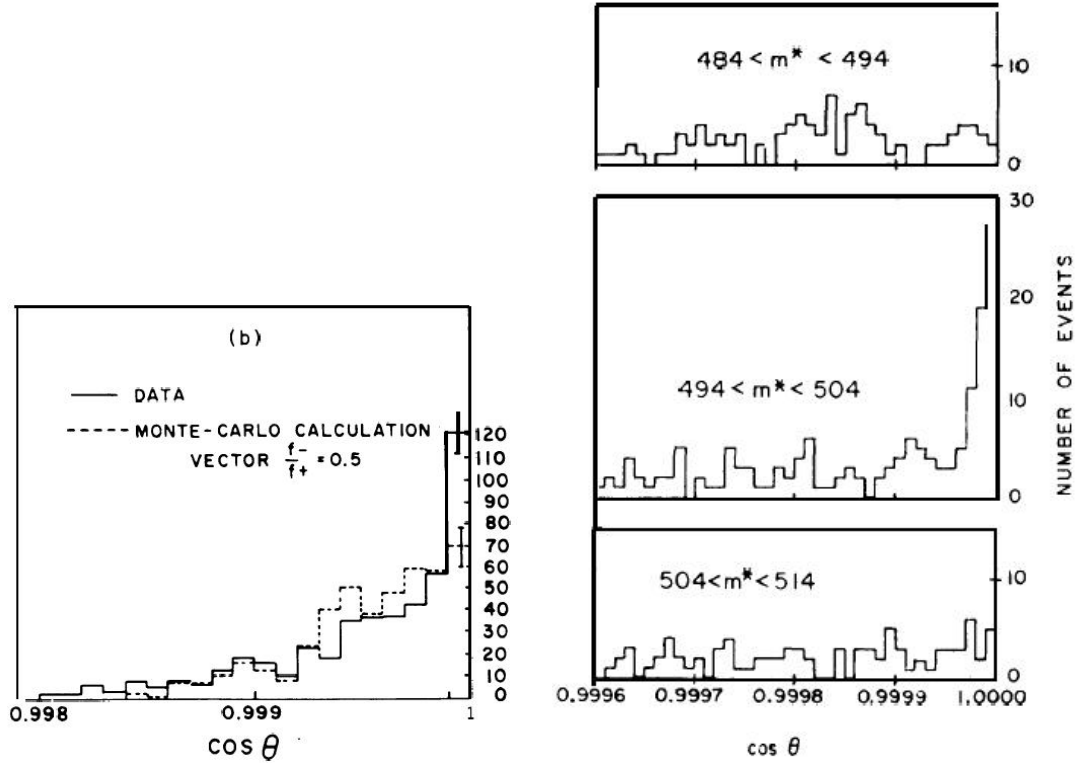
1.3 Risultati sperimentali e interpretazione dei dati

Il vettore impulso di ogni particella è determinato assumendo che la sua massa a riposo sia quella di un pione.

L'angolo θ tra il vettore somma dei momenti e il fascio avrebbe determinato il tipo di evento. Un decadimento a 2 corpi avrebbe avuto $\theta = 0$ per via della conservazione dell'impulso; invece, uno a tre corpi, non avrebbe avuto questa restrizione.

Tuttavia un picco a $\theta = 0$ poteva essere contaminato anche da eventi di decadimento a 3 corpi, che produrrebbero però una massa invariante diversa.

Di seguito è riportato quanto trovato sperimentalmente dal gruppo di Brookhaven:



Distribuzione angolare degli eventi nel range $490 < m^* < 510 \text{ MeV}$ (sinistra) e distribuzione angolare nei 3 ranges di masse per $\cos \theta > 0.9995$ (destra)

La prima figura mostra la distribuzione angolare per tutti quegli eventi che cadono nel range di masse da 490 a 510 MeV insieme con il risultato derivato da un calcolo Monte Carlo. Gli eventi con un range angolare molto ristretto ($\cos \theta > 0.9995$) sono stati misurati nuovamente su una macchina più precisa e ricomputati usando un software indipendente.

I risultati di questi due analisi sono i medesimi nei limiti delle loro rispettive risoluzioni.

La seconda figura mostra risultati ancora più precisi. Sono mostrate le distribuzioni angolari da tre ranges di masse che comprendono la massa del kaone neutro.

La media della distribuzione delle masse degli eventi in tale figura, con $\cos \theta > 0.99999$ corrisponde a $499.1 \pm 0.8 \text{ MeV}$. Un calcolo corrispondente è stato fatto per i dati del tungsteno utilizzato per la calibrazione dell'apparato e per l'osservazione del decadimento dei K_1^0 prodotti dalla rigenerazione coerente: il valore medio risultante è stato stavolta $498.1 \pm 0.4 \text{ MeV}$, con una differenza di $1.0 \pm 0.9 \text{ MeV}$.

In maniera alternativa, assumendo nota la massa del K^0 , si può computare la massa delle particelle figlie in un decadimento a 2 corpi. Restrin-

gendo di nuovo l'attenzione su tutti quei decadimenti con $\cos\theta > 0.99999$ e assumendo che una delle figlie sia un pione, l'altra particella risulta infine avere massa $137.4 \pm 1.8 \text{ MeV}$, in accordo entro gli errori sperimentali con la massa del π^+ che è stata misurata essere 139.5 circa.

Fittando i dati provenienti dal gas He con una gaussiana, il picco in figura ha una deviazione standard in accordo assoluto con i dati noti sulla rigenerazione coerente.

Il gruppo di Brookhaven ha ottenuto 45 ± 9 decadimenti nel picco evidente dopo aver sottratto il fondo rilevato da un campione di 22700 decadimenti di K_2^0 .

Si stimò che circa 10 eventi dovevano essere attesi dalla rigenerazione coerente. Il numero dei restanti eventi (35) era invece in eccesso.

Non fu subito chiaro il significato di questi risultati. In effetti, passarono oltre sei mesi a valutare quale potesse essere la spiegazione di evidenze talmente inaspettate. Si trattava infatti della prima misura di violazione della simmetria CP .

In effetti si presentavano solo tre possibilità per spiegare la presenza del picco estremamente pronunciato nella distribuzione angolare sulla massa del K^0 :

- **Rigenerazione coerente dei K_1^0 .** Nella sacca di He, l'ampiezza di scattering risulta essere più piccola di un fattore di circa 10^6 di quella osservata per lo stesso evento ma in H_2 liquido. Le misure fatte su H_2 liquido, carbone e tungsteno hanno mostrato nettamente che nell'He, la rigenerazione coerente che riempie il volume del decadimento avrebbe prodotto comunque un contributo assai inferiore al segnale rilevato. Inoltre la distribuzione spaziale degli eventi principali è la stessa di quella per i decadimenti regolari dei K_2^0 .
- **Decadimento in $\pi^+\pi^-\gamma$.** Per riprodurre il comportamento estremamente singolare mostrato nelle figure precedenti, sarebbe stato necessario produrre un raggio γ che avesse un'energia media solo di 1 MeV pur essendo l'energia disponibile oltre i 200 MeV. Ancora una volta non esisteva alcun processo fisico che realizzasse una situazione simile.

La conclusione unica, seppure eclatante, è che i K_2^0 decadono in 2 pioni con un rapporto tra le probabilità di decadimento di

$$R = \frac{K_2^0 \longrightarrow \pi^+\pi^-}{K_2^0 \longrightarrow \text{tutti i modi carichi}} = (2.0 \pm 0.4) \cdot 10^{-3} \quad (7)$$

L'implicazione diretta di quanto detto finora è che il mesone K_2^0 non è un autostato puro dell'operatore CP .

2 La teoria della violazione CP

Vogliamo ora trattare dal punto di vista teorico, il problema della ricerca di una simmetria generale, che sia universalmente valida, qualunque sia il processo sperimentale in analisi. Per fare ciò dobbiamo necessariamente appellarci alle leggi della meccanica quantistica relativistica, in modo da esaurire la trattazione. Ciò che faremo sarà introdurre i concetti fondamentali della teoria, le proprietà degli operatori coinvolti, fino ad arrivare alla formulazione di J. Schwinger (1953), W. Pauli (1955) del teorema CPT , e alle sue conseguenze teoriche alla luce dei risultati sperimentali trattati finora nei paragrafi precedenti.

2.1 Fondamenti concettuali della teoria quantistica relativistica

In meccanica quantistica vige la condizione dettata dal principio di Heisenberg: osservabili dinamiche Λ e Υ incompatibili (che non commutano) sono soggette alla disuguaglianza

$$\delta\Lambda\delta\Upsilon \geq \frac{1}{2} | \langle \psi | [\Lambda, \Upsilon] | \psi \rangle_\psi | \quad (8)$$

Applicando tale teorema alle variabili di impulso e posizione, di componenti P_j e R_i rispettivamente, si ottiene

$$\delta R_i \delta P_j \geq \frac{1}{2} \hbar \delta_{ij} \quad (9)$$

riconosciuta generalmente come indeterminazione intrinseca posizione-impulso. Tale relazione può essere messa in altra forma (L.D. Landau, R. Peierls, 1930):

$$(v' - v) \Delta p \Delta t \sim \hbar$$

essendo v' e v le velocità di una particella prima dopo e prima della misura, rispettivamente; Δt rappresenta la durata del processo di misura e Δp l'indeterminazione sull'impulso. Poichè siamo in regime relativistico, la differenza di velocità mostrato, non può essere maggiore di c , dunque ci riduciamo a

$$\Delta p \Delta t \sim \frac{\hbar}{c}$$

che implica la necessità di un tempo ∞ per ottenere una misura precisa dell'impulso (l'indeterminazione deve essere nulla: $\Delta p \rightarrow 0$). Discorso

analogo può esser fatto per la misura della coordinata: ne segue che nella nuova teoria perde ogni significato il chiedersi *come* avviene l'evoluzione dei processi di interazione tra particelle.

Non esistendo caratteristiche fisiche determinabili esattamente non resta che limitarsi a determinare le ampiezze di probabilità delle transizioni che legano stati iniziali a stati finali di un sistema di particelle.

L'insieme di queste di tali ampiezze di transizione di tutti gli stati possibili, costituisce la struttura della *matrice di diffusione* o *matrice S* di Heisenberg; essa conterrà tutta l'informazione, che ha significato fisico osservabile, sui processi riguardanti le particelle.

2.2 Particelle e antiparticelle

Consideriamo lo sviluppo di una funzione d'onda generica nelle autofunzioni dell'insieme completo degli stati possibili di una particella libera, in onde piane ψ_p per esempio:

$$\psi = \sum_p a_p \psi_p \quad \psi^* = \sum_p a_p^* \psi_p^*$$

I coefficienti dovrebbero essere interpretati come operatori che creano o cancellano particelle negli stati corrispondenti. Tuttavia è da notare che nella teoria relativistica, l'energia ε che compare nella forma di un'onda piana deve soddisfare la condizione fondamentale $\varepsilon^2 = p^2 + m^2$, da cui può avere due radici opposte. I valori positivi hanno senso fisico di energia per una particella libera; d'altro canto non è possibile eliminare a priori la soluzione negativa, poichè la funzione d'onda si forma per sovrapposizione di *tutte* le soluzioni indipendenti. Lo sviluppo lo riscriviamo dunque nella forma normalizzata

$$\psi = \sum_p \frac{1}{\sqrt{2\varepsilon}} a_p^+ e^{i(pr - \varepsilon t)} + \sum_p \frac{1}{\sqrt{2\varepsilon}} a_p^- e^{i(pr + \varepsilon t)}$$

avendo indicato con ε una grandezza sempre positiva adesso. Ciò dunque ci porta ad interpretare diversamente la funzione d'onda e i suoi coefficienti: i primi si sostituiscono con operatori A_p di annichilazione, i secondi invece si sostituiscono per simmetria con operatori A_p^+ di creazione di particelle, dette a *frequenza negativa*, poichè corrispondenti a soluzioni di energia negativa. Da questo riscriviamo a_p^- come b_{-p}^+ . Sostituendo inoltre nella seconda somma, p con $-p$, otteniamo

$$\Psi = \sum_p \frac{1}{\sqrt{2\varepsilon}} [A_p e^{-ipx} + B_p^+ e^{ipx}] \quad \Psi^+ = \sum_p \frac{1}{\sqrt{2\varepsilon}} [A_p^+ e^{ipx} + B_p e^{-ipx}]$$

avendo utilizzato la notazione con operatori, che dalle posizioni fatte associa adesso in maniera più corretta la dipendenza dal tempo agli operatori. In questo modo possiamo facilmente interpretare A_p e B_p come operatori di annichilazione e i loro complessi coniugati come operatori di creazione di particelle di impulso p ed energia ε .

Ci troviamo dunque a particelle di due specie che intervengono e che hanno 'pari diritti' nella teoria: esse prendono il nome di *particelle* e *antiparticelle*; esse hanno masse uguali.

2.3 Operatori e simmetrie

In questo paragrafo introduciamo gli operatori che utilizzeremo successivamente per dimostrare il teorema fondamentale *CPT*, che utilizzeremo per prevedere la violazione *T* nell'esperimento di Brookhaven, supportata poi dalla trattazione sui dati sperimentali di Fitch e Cronin.

Definizione 1 *Si definisce operatore parità P , un operatore che agisce su una funzione d'onda scalare come*

$$P\psi(t, \vec{r}) = \pm P\psi(t, -\vec{r})$$

Nella teoria quantistica, tale risultato porta al concetto di *parità di stato*, altrimenti detta parità orbitale e caratteristica della proprietà di simmetria del moto della particella.

Nella teoria quantistica relativistica si tiene conto anche di un altro aspetto (relativo all'inversione degli assi coordinati): il comportamento della funzione d'onda in un punto dato, che porta al concetto di *parità intrinseca* delle particelle. Nel nuovo formalismo essa è espressa dal comportamento dell'inversione degli operatori Ψ , ammettendo come analogo quantistico non relativistico la parità associata allo stato legato di un sistema composto, come il nucleo atomico³.

La parità totale è data dal prodotto di queste due parità. A campi scalari corrisponde un'analogia definizione di P :

$$P\Psi(t, \vec{r}) = \pm\Psi(t, -\vec{r})$$

che ha come significato, la trasformazione degli operatori di creazione e annichilazione:

$$P : A_p \longrightarrow \pm A_{-p} \qquad P : B_p \longrightarrow \pm B_{-p}$$

³Del resto, si ricorda come nella teoria quantistica relativistica la differenza tra composto ed elementare viene a mancare, quindi l'analogia è presto spiegata.

e analogamente per i rispettivi coniugati. Applicando l'operatore P all'operatore Ψ definito come in (10), e indicando con la notazione Ψ^P il risultato ottenuto, possiamo scrivere l'uguaglianza

$$\Psi^P(t, \vec{r}) = \pm \Psi(t, -\vec{r})$$

Il significato è evidente: P scambia le particelle con quantità di moto \vec{p} con particelle con quantità di moto $-\vec{p}$.

Definizione 2 *Si definisce operatore di coniugazione di carica C , un operatore che agisce sugli operatori di creazione e annichilazione come*

$$C : A_p \longrightarrow B_p \qquad C : B_p \longrightarrow A_p$$

e analogamente per i rispettivi coniugati.

Nella notazione introdotta, applicando C a Ψ otteniamo

$$\Psi^C(t, \vec{r}) = \Psi^+(t, \vec{r})$$

Questa espressione permette ai concetti di particelle e antiparticelle introdotti nel paragrafo precedente, di introdursi nella teoria. L'azione di C è quella di scambiare una particella con la sua antiparticella.

Definizione 3 *Si definisce operatore di inversione temporale T , un operatore che agisce sugli operatori di creazione e annichilazione come*

$$T : A_p \longrightarrow \pm A_{-p}^+ \qquad T : B_p \longrightarrow \pm B_{-p}^+$$

e analogamente per i rispettivi coniugati.

Nella notazione introdotta, applicando T a Ψ otteniamo

$$\Psi^T(t, \vec{r}) = \pm \Psi^+(-t, \vec{r})$$

L'azione dell'operatore T è quella di scambiare il moto di impulso \vec{p} nel moto di impulso $-\vec{p}$ e allo stesso tempo inverte gli stati iniziali con quelli finali negli elementi di matrice.

Gli operatori definiti in questo paragrafo introducono delle simmetrie, rispettivamente di parità, carica e inversione temporale. Teoricamente si pensava che ogni interazione rispettasse la singola simmetrie, ma evidenze sperimentali mostrarono già prima del 1964 che sia la P simmetria che la C simmetria erano violate. La simmetria combinata CP si pensava risolvesse teoricamente i problemi causati dalla violazione dei principi di simmetria, fondamentali in fisica, finchè Fitch e Cronin non diedero l'evidenza sperimentale che anch'essa era violata in natura.

2.4 Teorema *CPT*

La ricerca della simmetria a cui dovevano essere soggetti i processi di decadimento, o più in generale le interazioni tra particelle, portarono la teoria quantistica relativistica a formulare in maniera naturale il *teorema CPT*: **l'operatore $\Psi(t, \vec{r})$ deve essere invariante rispetto all'azione combinata degli operatori di inversione spaziale P , inversione temporale T e coniugazione di carica C , ossia rispetto all'operatore *CPT*.**

Questa formulazione, appartiene a J. Schwinger (1953) e W. Pauli (1955) e nel corso degli anni ne sono state date diverse altre formulazioni la cui dimostrazione fa largo uso di concetti di fisica teorica molto complessi. La dimostrazione è realizzata non appena si applicano le definizioni date nel paragrafo precedente, ottenendo infine

$$(CPT)\Psi_\alpha(t, \vec{r}) = \Psi_{\bar{\alpha}}(-t, -\vec{r}) \quad (10)$$

Le trasformazioni di Lorentz, da un punto di vista matematico rappresentano rotazioni del sistema di coordinate quadridimensionale, che cambiano le direzioni dei 3 assi spaziali e dell'asse temporale. Esse godono dell'importante proprietà di non fare uscire l'asse t al di fuori del cono di luce: ciò fisicamente significa che esiste una velocità limite di propagazione dei segnali. Matematicamente il cambiamento simultaneo di tutte le coordinate è una rotazione, detta *inversione quadridimensionale* e ciò che accade è che l'asse del tempo viene trasferito da una falda del cono all'altra. E' naturale chiedersi se il sistema 4-invertito differisca o meno da quello di partenza ed in cosa.

Il sistema di partenza sia descritto dalle coordinate x^ν : le trasformazioni di Lorentz saranno espresse allora da $x'^\mu = \Lambda_\nu^\mu x^\nu$, essendo x'^μ il sistema di riferimento in moto relativo. Se realizziamo una 4-inversione, otteniamo che il sistema di partenza è descritto da $-x^\nu$, così come quello in moto da $-x'^\mu$. L'inversione si può realizzare tramite l'applicazione di un operatore Θ_ν^μ : $\Theta_\nu^\mu x^\nu = -x^\mu$. Allora:

$$\Lambda_\mu^g(\Theta_\nu^\mu x^\nu) = -\Lambda_\nu^g x^\nu \implies \Theta_\nu^\mu = -(\Lambda_\nu^\mu)^{-1} \Lambda_\mu^g = -I$$

essendo I la matrice identità, come del resto era da spettarsi fin dalla definizione di Θ_ν^μ , che risulta essere dunque un invariante relativistico: la sua applicazione è invariante per trasformazioni di Lorentz. Resta da chiarire se e come le particelle del sistema x^ν divengono antiparticelle nel sistema $-x^\nu$.

Riprendiamo per un attimo la definizione di C : essa abbiamo mostrato come scambia il campo scalare $\Psi(t, \vec{r})$ con quello $\Psi^+(t, \vec{r})$. Ma dalla funzione d'onda di partenza, si nota subito come sostituendo $t \rightarrow -t$ e $\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$,

otteniamo

$$\psi = \sum_p \frac{1}{\sqrt{2\varepsilon}} a_p^+ e^{-i(pr-\varepsilon t)} + \sum_p \frac{1}{\sqrt{2\varepsilon}} a_p^- e^{-i(pr+\varepsilon t)}$$

che è la funzione d'onda nel riferimento 4-invertito del sistema di antiparticelle corrispondenti alle particelle del sistema di partenza⁴.

Ciò implica che la 4-inversione è l'applicazione simultanea degli operatori C, P, T : poichè $\Psi_{\bar{\alpha}}(-t, -\vec{r}) = \Theta \Psi_{\alpha}(t, \vec{r})$, avremo che per la transitiva l'operatore CPT stesso coincide con l'operatore che realizza la 4-inversione nello spazio di Minkowsky ed è dunque un invariante relativistico.

Dunque scambiando gli stati iniziali e finali di un'interazione, le particelle con le rispettive antiparticelle, e riflettendo l'intero moto del sistema ad uno specchio, la fisica del sistema non cambia.

Poichè abbiamo parlato della violazione CP , ne risulta diretta conseguenza che affinchè CPT mantenga la sua potente proprietà, come previsto dalla teoria, anche la simmetria T sia violata nello stesso processo di interazione.

In effetti, sia Fitch che Cronin mostrarono come il loro esperimento dimostrasse l'effettiva violazione di T .

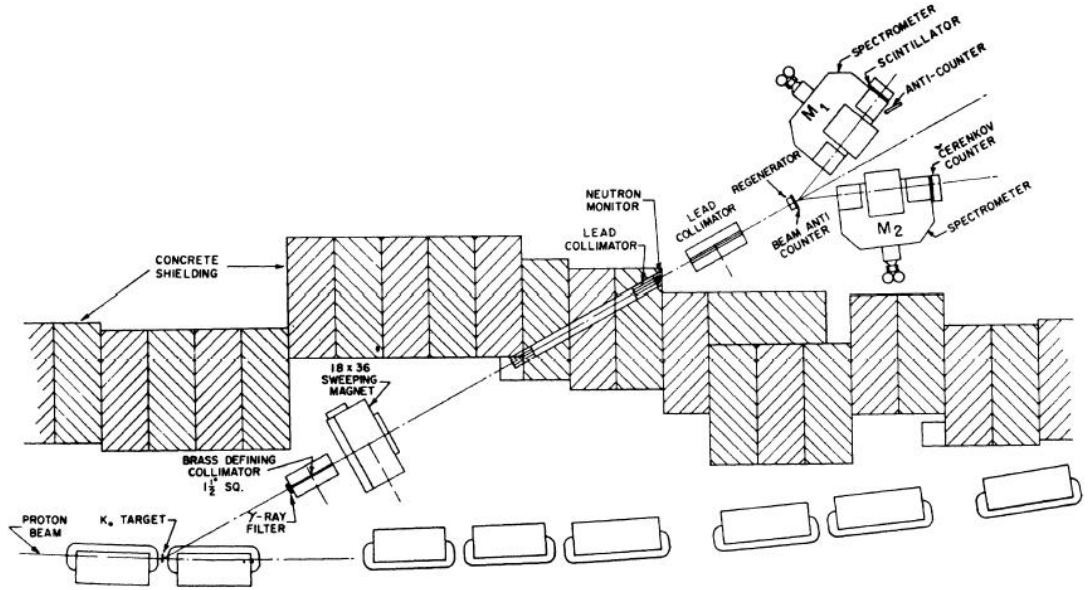
2.5 Esperimento di Brookhaven e T -violation

2.5.1 L'esperimento precursore di Fitch

Uno dei primi esperimenti di Fitch e colleghi confrontò il rate di decadimento in 2 pioni di un fascio di K_1^0 , nel vuoto e in un rigeneratore.

L'esperimento fu realizzato presso l'AGS di Brookhaven. Un fascio di protoni di 30 GeV colpisce un filamento di Be di 0.020 in per produrre mesoni K . Un fascio è definito a 30 dalla direzione di quello dei protoni incidenti da un collimatore identico all'esperimento già trattato in precedenza piazzato ad una distanza di 14.5 ft dal target interno. Il primo collimatore era seguito da un magnete di 512 Kg - in che spazza via dal fascio le particelle cariche.

⁴Per una trattazione più dettagliata vedi Guang-jiong Ni, Su-qing Chen., *Relation between space-time inversion and particle-antiparticle symmetry*.



Vista dall'alto dell'apparato sperimentale di Brookhaven per lo studio della rigenerazione coerente e l'interferenza

Altri 3 collimatori, che sottendevano un angolo superiore del primo, rimuovevano quelle particelle scatturate dal primo collimatore e quelle scaturite da sorgenti all'infuori del target interno. Il materiale in cui è studiata la rigenerazione coerente fu piazzato a 58 ft dal target, 300 volte circa la distanza che impegnano i K_1^0 a decadere. Ogni pione proveniente dal decadimento $K_1^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ passa attraverso uno dei due spettrometri (camere a scarica) ad alta risoluzione. Un contatore a scintillazione, seguito da un water Cerenkov furono fissati subito dopo l'uscita di ogni spettrometro; le camere a scarica erano triggerate su una quadruplica misura di coincidenza.

Il sistema fu calibrato⁵ in modo che l'ampiezza di probabilità di violazione CP fosse uguale a quella di rigenerazione A_r :

$$\eta_{+-} = \frac{\text{ampiezza}(K_2^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)}{\text{ampiezza}(K_1^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)} \quad (11)$$

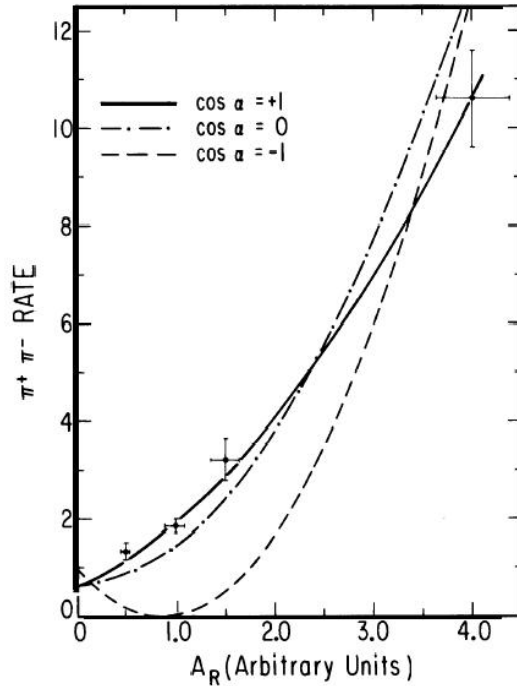
$$A_r = i\pi NA \left(\frac{f - \bar{f}}{k} \right) \left(i\delta + \frac{1}{2} \right)^{-1} \quad (12)$$

con N la densità del materiale rigeneratore, A durata media del decadimento di K_1^0 , k numero d'onda del K_2^0 incidente, f, \bar{f} ampiezze di scattering per K^0 e \bar{K}^0 rispettivamente.

⁵Per i dettagli della calibrazione e per quelli teorici si rimanda a J.H.Christenson et al., Phys.Rev. 140B (1965) B74; V.L.Fitch et al., Phys.Rev. 164 (1967) 1711.

Il prodotto del decadimento $K_2^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ è proporzionale alla quantità $|A_r + \eta_{+-}|^2$. Se M_1^0 e M_2^0 sono le masse di K_1^0 e K_2^0 rispettivamente, e Γ_1^0 è il rate di decadimento del mesone K_1^0 , allora δ è data da $\frac{M_1^0 - M_2^0}{\Gamma_1^0}$.

Fu proprio scegliendo $|A_r| = |\eta_{+-}|$ che Fitch e colleghi trovarono che il rate del decadimento in 2 pioni era 4 volte il rate di decadimento senza rigeneratore. Questo mostrava non solo come ci fosse interferenza, ma come anche che essa fosse totalmente costruttiva.



La quantità a nel grafico è la fase relativa tra A_r e η_{+-} . I risultati sperimentali ottenuti mostrarono come fosse possibile distinguere tra un mondo composto di materia ed uno composto di antimateria. Supponiamo di fare l'esperimento di interferenza di Fitch nell'antimondo: la sola differenza sarebbe nel materiale rigeneratore, che sarebbe composto di antimateria. Assumendo l'invarianza di C in interazioni forti, l'ampiezza di scattering per K^0 e \bar{K}^0 sarebbe scambiata, così che A assumerebbe segno opposto. Un osservatore in tale mondo potrebbe osservare interferenza distruttiva simile alla curva in punto-linea in figura, un risultato nettamente differente da quello ottenuto nel nostro mondo (curva continua). L'esperimento di interferenza di Fitch e colleghi eliminò spiegazioni alternative al decadimento del kaone in 2 pioni, ottenendo come notevole risultato un esperimento capace di distinguere tra un mondo di materia ed uno di antimateria.

2.5.2 Conservazione di CPT nell'esperimento di Brookhaven

Cronin, a partire dalla descrizione dell'evoluzione temporale del sistema di kaoni neutri, trovò che, inserendo due parametri ε e Δ , rispettivamente di violazione CP con violazione T e di violazione CP con violazione CPT , se ne potevano esprimere gli autostati come

$$\begin{aligned} |K_1^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{1}{\sqrt{1+|\varepsilon+\Delta|^2}} [(1+\varepsilon+\Delta)|K^0\rangle + (1-\varepsilon-\Delta)|\bar{K}^0\rangle] \\ |K_2^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{1}{\sqrt{1+|\varepsilon-\Delta|^2}} [(1+\varepsilon-\Delta)|K^0\rangle - (1-\varepsilon+\Delta)|\bar{K}^0\rangle] \end{aligned} \quad (13)$$

A partire da questi egli⁶ giunse alla forma algebrica delle ampiezze di probabilità relative a tutti i possibili decadimenti del sistema di kaoni neutri:

$$\begin{aligned} \alpha(\pi, \pi, I=2) &= \frac{A_2}{A_0} e^{i(\delta_2 - \delta_0)} \varepsilon_2^* \\ \alpha(\pi^+ \pi^- \pi^0) &= \frac{\Gamma(K_1^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0)}{\Gamma_1^0} \eta_{+-0}^* \\ \alpha(\pi^0 \pi^0 \pi^0) &= \frac{\Gamma(K_1^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0)}{\Gamma_1^0} \eta_{000}^* \\ \alpha(\pi e \nu) &= \frac{\Gamma(K_1^0 \rightarrow \pi e \nu)}{\Gamma_1^0} 2i\Im(x_e) \\ \alpha(\pi \mu \nu) &= \frac{\Gamma(K_1^0 \rightarrow \pi \mu \nu)}{\Gamma_1^0} 2i\Im(x_\mu) \end{aligned} \quad (14)$$

essendo

$$x_l = \frac{\text{ampiezza}(\Delta Q = -\Delta S)}{\text{ampiezza}(\Delta Q = \Delta S)} \quad (15)$$

per il generico decadimento semileptonico $K \rightarrow \pi l \nu_l$, essendo ΔQ la variazione di carica e ΔS la variazione di stranezza di tale decadimento.

Dagli esperimenti successivi e da considerazioni più o meno complesse, risalì al valore sperimentale entro cui era possibile violazione T o CPT . I risultati furono eccezionali: all'interno degli errori sperimentali, la CPT risultava sempre conservata, mentre la T no.

3 Asimmetria materia-antimateria

3.1 L'ipotesi di A.Sakharov

La teoria dell'espansione dell'universo, che presuppone uno stato iniziale superdenso di materia, almeno in apparenza, pare escludere la possibilità di una separazione macroscopica della materia dall'antimateria; dunque bisognerebbe

⁶I dettagli teorici del percorso seguito da Cronin sono in J.W.Cronin, Rev.Mod.Phys. 53 (1981) 373.

assumere che non vi siano in natura corpi di antimateria e che l'universo sia *asimmetrico* rispetto al numero di particelle ed antiparticelle.

Nel 1966, A.Sakharov propone una spiegazione plausibile di questa asimmetria utilizzando anche gli effetti della violazione CP :

- Violazione della legge di conservazione del numero barionico B ;
- Situazione di non equilibrio termodinamico dell'universo ad un dato istante;
- Violazione di C e CP .

Prima di proseguire, è necessario puntualizzare che la violazione CP scoperta per i sistemi di kaoni e antikaoni neutri, e successivamente anche per sistemi di B^0, \bar{B}^0 , non è sufficiente a reggere l'ipotesi fatta da Sakharov: in effetti occorrerebbe osservare altri sistemi in cui le interazioni violino CP .

3.2 L'asimmetria C

Osserviamo che se il numero barionico si conservasse, la differenza tra il numero di barioni e il numero di antibarioni dovrebbe conservarsi nel tempo, e dovrebbe essere il risultato di un certo numero di condizioni al contorno. La differenza $\eta = \frac{n_B - n_{\bar{B}}}{n_\gamma}$ non è dunque stata generata dinamicamente, ma è la conseguenza di tali condizioni al contorno iniziali: per spiegare l'universo attuale, Sakharov mostrò che era necessario che fosse $\eta \sim 10^{-10}$.

La seconda condizione a questo punto si rende necessaria: se C e CP sono simmetrie valide, possiamo trasformare barioni in antibarioni tramite una di queste simmetrie. Dunque, se mai il numero barionico dovesse essere violato ma le simmetrie dovessero restare valide, avremmo che η non potrebbe mai annullarsi.

La terza ed ultima condizione è sottile, ma dal significato fisico comprensibile. La violazione di B ci occorre per creare l'asimmetria tra materia e antimateria. Tuttavia tale asimmetria è distrutta dai decadimenti inversi. In equilibrio termico i rate di violazione di B nei decadimenti e nei loro inversi è lo stesso, perciò avremmo⁷ $n_B - n_{\bar{B}} = 0$.

Assumiamo che le leggi di conservazioni del numero barionico n_B e muonico n_μ non siano assolute e che possano essere unificate in una carica barionica-muonica 'combinata' $n_c = 3n_B - n_\mu$. Sakharov pone

⁷Per una dimostrazione chiara di ciò, si rimanda a R. D. Peccei, Physics at the Interface of Particle Physics and Cosmology, arXiv:hep-ph/9808418 v1 (1998).

n_μ	n_B	Particella
-1	+1	$\bar{\mu}, \bar{\nu}_\mu$
+1	-1	μ, ν_μ
-1	-3	\bar{p}, \bar{n}
+1	+3	p, n

Egli attribuisce $n_c = +1$ ai quark e $n_c = -1$ agli antiquark: la teoria si propone di mostrare come in laboratorio i processi in cui si presenta una violazione di n_B, n_μ non siano significanti, ma che invece siano stati fondamentali nelle prime fasi dell'espansione dell'universo.

Per la legge di conservazione della carica, si assume che l'universo sia neutro (abbia tante cariche positive quanto negative) ma C -asimmetrico durante il preciso istante del suo sviluppo: la carica leptonica positiva è concentrata negli elettroni, mentre quella negativa è concentrata nell'eccesso degli antineutrini sui neutrini. La carica elettrica positiva è concentrata nei protoni, la negativa negli elettroni; la carica positiva combinata è concentrata nei barioni mentre la negativa nell'eccesso di neutrini μ sugli antineutrini μ .

In accordo con le nostre ipotesi, il presentarsi dell'asimmetria C è la conseguenza della violazione dell'invarianza di CP nell'espansione non stazionaria dell'universo caldo durante la fase superdensa, come manifesto nella differenza tra le probabilità parziali delle reazioni C -coniugate con conservazione P e cambio di stranezza, come

$$\frac{K^+ \longrightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-}{K^- \longrightarrow \pi^- \pi^- \pi^+} \quad \frac{\Sigma^+ \longrightarrow n \pi^+}{\Sigma^- \longrightarrow n \pi^-} \quad (16)$$

in cui si studiano le deviazioni di tali rapporti dall'unità (effetti Okubo). Questi effetti⁸ sono dell'ordine di $\nu \frac{m_W^2}{m_a^2}$, essendo m_W la massa del bosone vettore dell'interazione debole W , m_a la massa del bosone vettore virtuale che introdurremo a breve a e

$$\nu = \left| \frac{A(K_2^0 \longrightarrow \pi^+ \pi^-)}{A(K_1^0 \longrightarrow \pi^+ \pi^-)} \right| = 2 \cdot 10^{-3} \quad (17)$$

L'esistenza teorica di tali effetti è indiscussa e potrebbe avere un ruolo fondamentale in ambito cosmologico se le argomentazioni di Sakharov dovessero essere corrette.

Assumendo che l'asimmetria si sia presentata in una primissima fase dell'espansione, in cui le densità di particelle, energia ed entropia, nonché la costante di Hubble e la temperatura fossero dell'ordine di unità gravitazionali,

⁸Per una trattazione più completa formalmente, si rimanda a A.D.Sakharov, JETP Lett. 5 (1967) 27.

M.A.Markov propose⁹ che durante tale fase iniziale siano esistite particelle con massa massima dell'ordine di un'unità gravitazionale ($M_0 = 2 \cdot 10^{-5}g$), che chiamò *massimoni*. La presenza di tali particelle porta inevitabilmente alla violazione dell'equilibrio termodinamico.

Possiamo immaginare che i massimoni neutri senza spin (o fotoni) siano prodotti ad un tempo $t < 0$ dalla materia che si contrae avendo un eccesso di antiquarks, che passino 'l'uno attraverso l'altro' all'istante $t = 0$ quando la densità è infinita e che decadano con un eccesso di quark quando $t > 0$, realizzando così una totale simmetria *CPT* dell'universo. Tutti i fenomeni a $t < 0$ in queste ipotesi sono assunte come riflessioni *CPT* dei fenomeni che avvengono per $t > 0$.

La violazione forte della carica barionica durante lo stato superdenso e la stabilità dei barioni non si contraddicono a vicenda. Per considerare un modello concreto dobbiamo introdurre due tipi di interazione:

- Tra la corrente di trasformazione quark-muone e il campo $a_{i\alpha}$ del bosone vettore dell'interazione, a cui attribuiamo una carica elettrica frazionaria $\alpha = \pm\frac{1}{3}, \pm\frac{2}{3}, \pm\frac{4}{3}$ e una massa di 10-1000 m_p . Questa interazione produce reazioni come $q \rightarrow a + \bar{\mu}$ e $q + \mu \rightarrow a$; la prima conserva la parte frazionaria della carica elettrica e quindi il numero effettivo di quarks meno il numero di antiquarks ($= 3n_B$) si conserva in processi che includono il bosone a solo virtualmente. La costante di interazione è stimata da Sakharov¹⁰ essere $g_a = 137^{-\frac{3}{2}}$, da cui ricava anche un valore approssimativo per la massa del neutrino muonico di circa 30 eV ;
- La carica barionica è violata se l'interazione descritta nel punto precedente è completata con un'interazione a 3 bosoni verso processi virtuali del tipo $a_{\alpha 1} + a_{\alpha 2} + a_{\alpha 3} \rightarrow 0$.

In definitiva, la scoperta della violazione *CP* si è dimostrata essere un'importante tappa verso la comprensione migliore dei processi che regolano la natura a livello subnucleare, aprendo nuove strade nella risoluzione dell'enigma della nascita dell'universo così come lo vediamo allo stato attuale e soprattutto, ponendo una nuova ed interessante sfida ai fisici: la realizzazione di una teoria che preveda tale violazione in maniera naturale, poichè la migliore presente al momento, il *Modello Standard*, necessita di essere riadeguato ad hoc per poterla includere¹¹.

⁹Ya.B. Zel'dovich w S.S.Gershtein, JETP Letters 4, 174 (1966).

¹⁰A.D.Sakharov, JETP Lett. 5 (1967) 24.

¹¹Per spiegare il comportamento di K^0 e \bar{K}^0 all'interno del modello standard, fu in-

Considerazioni conclusive

Agli inizi degli anni '60, i fisici teorici supponevano che la simmetria più generale a cui fossero soggetti tutti i processi di decadimento, o più in generale di interazione tra particelle, fosse quella combinata di coniugazione di carica C e inversione spaziale o parità P .

Tuttavia, i lavori pionieristici di V.L.Fitch e J.W.Cronin, accompagnati da J.H.Christenson e R.Turlay presso l'AGS dei laboratori nazionali di Brookhaven, mostrarono che in natura esiste almeno un processo che violi questa simmetria combinata detta CP .

Il sistema in questione era costituito dal decadimento in 2 pioni dei kaoni e degli antikaoni neutri: $K^0, \bar{K}^0 \longrightarrow \pi^+\pi^-$. Nello stesso periodo Gell-Mann e Pais riuscirono a dare un'interpretazione teorica della violazione alla luce del modello a quark non ancora ben delineato, supponendo di poter distinguere due specie di mesoni K^0 : una a vita media breve (K_1^0), l'altra a vita media diverse centinaia di volte superiore a questa (K_2^0). Tali specie si suppose potessero essere descritte come una qualche combinazione lineare degli stati $|K^0\rangle, |\bar{K}^0\rangle$.

Ciò che i fisici di Brookhaven trovarono dai loro esperimenti, tenendo conto del fattore di rigenerazione dei kaoni neutri, fu un sorprendente accordo con le previsioni teoriche della percentuale di decadimenti che violassero CP , dell'ordine di 10^{-3} .

Lo sviluppo di una teoria coerente che spiegasse il perchè CP dovesse essere violata, è rimandato agli ultimi anni con le modifiche opportune apportate all'attuale modello standard. A questo punto, la ricerca di una simmetria che venisse sempre rispettata, portò i fisici a supporre che fosse CPT , essendo T l'inversione temporale, ad essere la principale candidata.

A partire da un'analisi degli operatori C , P e T , ho mostrato come la simmetria CPT rappresenti una 4-inversione nello spazio di Minkowsky, che prevede l'inversione dei 4 assi coordinati e lo scambio delle particelle del sistema con le rispettive antiparticelle, nonchè lo scambio degli stati iniziali con quelli finali dell'interazione.

La violazione CP , implica teoricamente una violazione T affinché il teorema CPT resti valido.

Una volta provato tale teorema, ho riportato le argomentazioni di Cronin sulla conservazione CPT nell'esperimento da lui condotto con il gruppo di

trodotta un nuovo quark detto charm, che modifica la densità di corrente relativistica quantistica in $J_\mu = \bar{d}_c\gamma_\mu(1 - \gamma_5)u + \bar{s}_c\gamma_\mu(1 - \gamma_5)c + \bar{e}\gamma_\mu(1 - \gamma_5)\nu_e + \bar{\mu}\gamma_\mu(1 - \gamma_5)\nu_\mu$. Per una trattazione più completa si rimanda a M.G.Gaillard, P.D.Dennis, F.J.Sciulli, Rev.Mod.Phys. 71 (1999) s96.

Brookhaven, pervenendo infine alla conclusione che ad essere violata, nel medesimo processo, era la simmetria T oltre che la CP , come previsto teoricamente.

Questa violazione ha significati profondi: i mesoni K^0, \bar{K}^0 hanno un senso 'proprio' del tempo (come conseguenza della violazione T) e l'esperimento condotto su un fascio di essi ci rende in grado di capire se il mondo in cui lo svolgiamo è composto di materia o di antimateria.

Ed è l'asimmetria tra materia ed antimateria che viene trattata nell'ultima parte di questo lavoro. A partire dalle pubblicazioni di A.Sakharov sul finire degli anni '60, ho mostrato come sia possibile spiegare il perchè viviamo in un mondo di materia e non in uno di antimateria, a partire dalle ipotesi che: in natura esistono le violazioni C e CP (verificate sperimentalmente); il numero barionico possa essere violato; l'universo da un determinato istante in poi non sia stato più in equilibrio termodinamico.

Riferimenti bibliografici

- [1] Particle Physics, B.R. Martin, G. Shaw, John Wiley and Son
- [2] Teoria quantistica (non relativistica), L.D.Landau, E.M.Lifsits, Editori Riuniti
- [3] Teoria quantistica relativistica, L.D.Landau, E.M.Lifsits, Editori Riuniti
- [4] Quantum mechanics, Cohen-Tannoudji, J.Wiley
- [5] Adrian Buzatu, March 23rd 2005, 567 Project
- [6] J.H.Christenson, J.W.Cronin, V.L.Fitch, R.Turlay, Phys.Rev.Lett. 13 (1964) 138
- [7] V.L.Fitch, Nobel Lecture: Some bits of the history of CP violation, 1980
- [8] J.W.Cronin, Nobel Lecture: CP Symmetry violation - the search for its origin, 1980
- [9] J.H.Christenson, J.W.Cronin, V.L.Fitch, R.Turlay, Phys.Rev. 140B (1965) 74
- [10] V.L.Fitch et al., Phys.Rev.Lett. 15 (1965) 73
- [11] J.W.Cronin, Rev.Mod.Phys. 53 (1981) 373
- [12] T.T.Wu, C.N.Yang, Phys.Rev.Lett. 13 (1964) 380
- [13] Daniel Green: Evidence for the 2π -Decay of the K_2^0 Meson, March 4 2003
- [14] De R-Ruenn Su, Chinese Journal of Physics Vol.4 No.2, October 1966
- [15] A.D.Sakharov, JETP Lett. 5 (1967) 24
- [16] A.D.Sakharov, JETP Lett. 5 (1967) 27
- [17] Simon Lacoste-Julien, Discovery of CP Violation, April 3rd 2002
- [18] M.G.Gaillard, P.D.Dennis, F.J.Sciulli, Rev.Mod.Phys. 71 (1999) s96

- [19] Guang-jiong Ni, Su-qing Chen., Relation between space-time inversion and particle-antiparticle symmetry, October 11th 2005