

# LE INTERAZIONI DEBOLI E LA PARITA'

## 1 L'intensita' delle interazioni fondamentali

Giunti a questo punto possiamo fare un confronto tra le intensita' delle quattro interazioni fondamentali. Abbiamo gia' visto esempi di decadimenti dovuti alle interazioni elettromagnetica, forte e debole e osservato come i tempi di vita siano molto diversi tra loro. A partire da questi tempi di vita si possono calcolare le costanti di accoppiamento e confrontarle tra loro. Il confronto, ovviamente, ha senso solo tra costanti che abbiamo tutte le stesse dimensioni o siano tutte adimensionali:

interazione	esempio di decadimento	tempo di vita	costante di accoppiamento adimensionale
elettromagnetica	$\pi_0 \rightarrow \gamma\gamma$	$\sim 10^{-16} s$	$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} \simeq \frac{1}{137}$
forte	$\Sigma^+ \rightarrow \Lambda\pi^+$	$\sim 10^{-23} s$	$\sim 1$
debole	$\mu^- \rightarrow e^- \nu_\mu \bar{\nu}_e$	$\sim 10^{-6} s$	$\sim 10^{-5}$
gravitazionale			$\frac{KM^2}{\hbar c} \simeq 10^{-38}$ (fra due nucleoni)

Consultando testi e tabelle (vedi ad esempio quella alla fine del capitolo sulle interazioni forti) noterete che decadimenti dovuti alla stessa interazione hanno tempi di vita molto diversi fra di loro. L'esempio piu' immediato e' il decadimento del neutrone, che attribuiamo alla interazione debole, come quello del  $\mu$ , ed ha tuttavia un tempo di vita di  $\sim 900s$ . La differenza e' dovuta al fatto che la probabilita' di decadimento contiene un fattore dovuto alla interazione, quindi con la stessa costante di accoppiamento nei due casi, ed un fattore cinematico che dipende dalle energie in gioco. In particolare per il neutrone questo fattore e' molto piccolo perche' e' molto piccolo il fattore  $Q$  della reazione, cioe' l'energia cinetica nel centro di massa dei prodotti del decadimento:

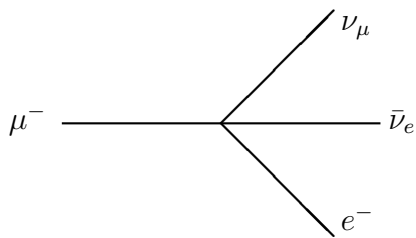
$$Q = m_n c^2 - m_p c^2 - m_e c^2 - m_\nu c^2 \quad (1)$$

Per quanto riguarda le costanti di accoppiamento, il valore indicato per le interazioni forti e' quello a grandi distanze (vedi capitolo sulle interazioni forti), mentre quello per le interazioni deboli e' il valore effettivo a basse energie, perche', come vedremo, la grande massa dei mediatori rende l'intensita' dell'interazione piccola quando le energie in gioco sono piccole.

## 2 I mediatori dell'interazione debole

Nel capitolo sull'interazione elettromagnetica abbiamo visto come l'analogia con l'elettromagnetismo classico ci permette di scrivere la lagrangiana d'interazione anche per il caso quantistico, e quindi di ricavare i diagrammi di Feynman. Nel caso delle interazioni forte e debole non abbiamo l'analogo classico (perche' ???) quindi non abbiamo nessun indizio su quale possa essere la lagrangiana d'interazione. Nel prossimo capitolo vedremo come l'invarianza di gauge possa essere applicata per ricavare tale lagrangiana; in questo capitolo cercheremo invece di dedurre quale possa essere la forma dei diagrammi di Feynman fondamentali. Anche questa potrebbe essere una strada percorribile: se troviamo i diagrammi che descrivono correttamente l'interazione, potremmo scrivere la lagrangiana d'interazione (ricordate l'elettromagnetismo e la connessione che c'e' tra l'espressione di  $\mathcal{L}_{int}$  e il vertice fondamentale).

Consideriamo ad esempio il decadimento del muone; potremmo ipotizzare che l'interazione non avviene per scambio di un mediatore ma, per così dire, per contatto diretto. Il vertice fondamentale avrebbe allora quattro gambe:



questa descrizione funziona a basse energie, nel senso che riusciamo a dare una descrizione unificata, con la stessa costante di accoppiamento, ad esempio per i decadimenti del neutrone e del  $\mu$  (**teoria di Fermi**). Essa presenta tuttavia un problema fondamentale: a grandi energie viola la conservazione della probabilità (**unitarietà**); questa è una caratteristica insormontabile nel caso di vertici a quattro gambe. D'altra parte siamo abbastanza convinti che tutte le interazioni avvengono non per contatto diretto, ma per scambio di un mediatore. In questo caso possiamo ipotizzare che il diagramma sia il seguente:

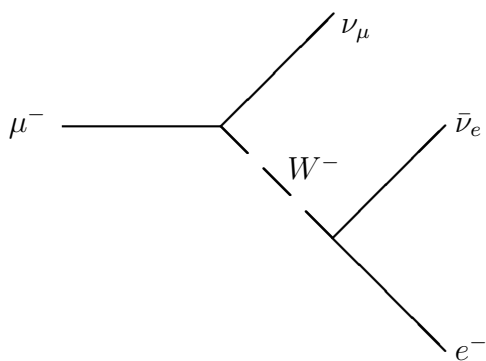


Figura 1:

Avremmo due sole altre possibilità di introdurre un mediatore; una è la seguente:

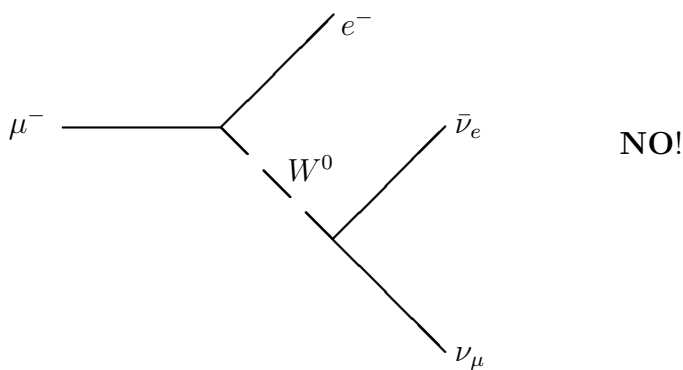


Figura 2:

in questo caso il mediatore dovrebbe produrre un cambio del numero leptonico (come il gluone cambia il colore del quark) e non c'è nessuna evidenza (per esempio nel decadimento  $\beta$ ) che sia così; anche l'altra possibilità, con  $\bar{\nu}_e$  e  $e^-$  scambiati ed un mediatore carico, comporterebbe che il mediatore cambi il numero leptonico.

Torniamo dunque al diagramma della fig. (1): il vertice fondamentale è formato da un leptone carico, il corrispondente neutrino e un bosone intermedio carico. Questo bosone intermedio è stato prima predetto e poi trovato negli anni '80; non vi mostro i dati che riguardano questo stato carico, ma vedrete fra poco quelli dello stato neutro. Una caratteristica fondamentale di questo bosone, che si può ricavare dall'analisi

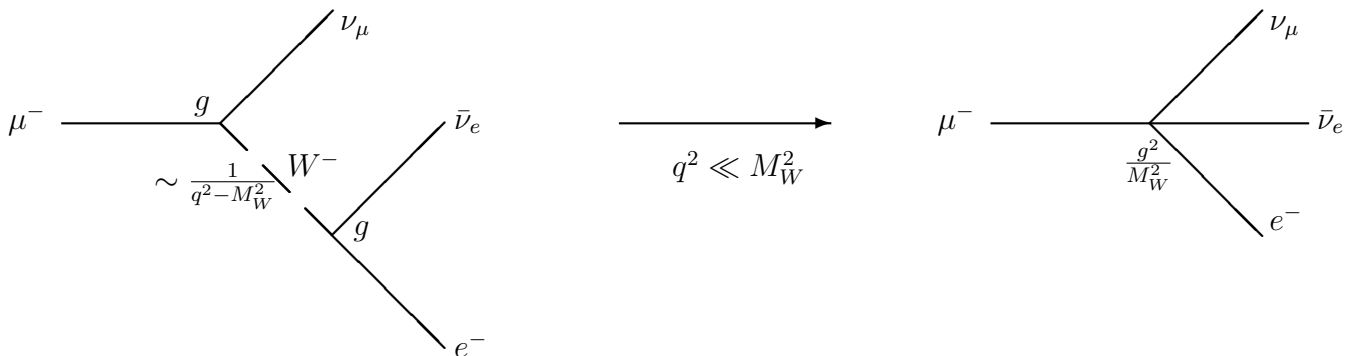
dei dati sperimentali di decadimenti e interazioni oltre che da misure dirette, e' la massa molto grande:

$$M_W \simeq 82 \text{ GeV}/c^2 \quad (2)$$

una particella puntiforme che ha una massa di circa 80 volte la massa del protone !. Il fatto che la massa sia cosi' grande spiega perche' a basse energie l'interazione e' debole: la linea del bosone  $W$  contribuisce all'ampiezza di transizione (vedi capitolo sulle interazioni elettromagnetiche) con un fattore proporzionale a:

$$\frac{1}{q^2 - M_W^2} \quad (3)$$

dove  $q$  e' il quadriimpulso trasferito (nel caso del decadimento del  $\mu$  la differenza tra il quadriimpulso dell'elettrone e quello del  $\mu$ ). A piccoli momenti trasferiti (come nel caso dei decadimenti) questo fattore e' circa uguale alla costante  $\frac{1}{M_W^2}$ , quindi scompare la dipendenza da  $q^2$  che e' caratteristica del mediatore scambiato e la costante di accoppiamento viene divisa per  $M_W$ . Questo spiega il fatto che il vertice a quattro gambe descrive correttamente l'interazione a basse energie:



### 3 L'interazione debole dei quark

Nel decadimento del neutrone:

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (4)$$

compaiono l'elettrone ed il suo antineutrino esattamente come in quello del  $\mu^-$ ; uno dei vertici del diagramma e' dunque uguale a quello della fig. (1). Cosa mettiamo all'altro vertice ? se analizziamo il contenuto in quark del neutrone e del protone, abbiamo un  $udd$  che si e' trasformato in un  $udu$ ; l'ipotesi piu' semplice e' che l'interazione coinvolga uno solo dei quark dello stato iniziale, mentre gli altri due non intervengono nell'interazione (**quark spettatori**). Allora l'unica possibilita' e' che l'interazione abbia trasformato un  $d$  del neutrone in un  $u$  che insieme ai due spettatori forma il protone:

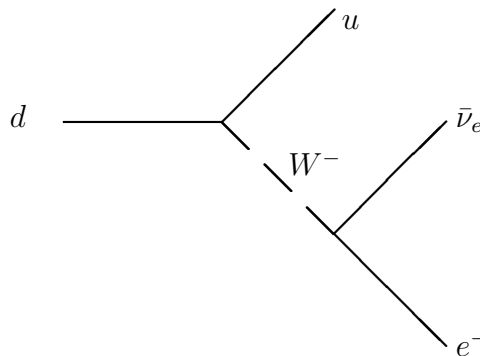


Figura 3:

poiche' l' $u$  e' del colore giusto per formare il protone, l'interazione non deve avere cambiato il colore dei quark. Analogamente il decadimento del protone e' descritto dal diagramma seguente:

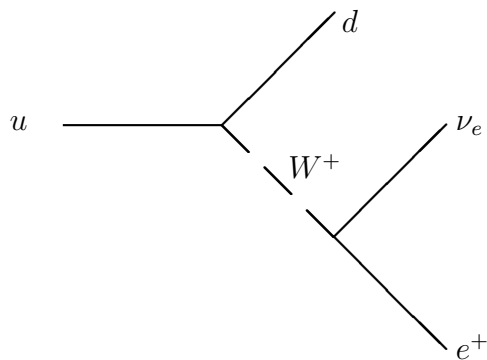


Figura 4:

ed i i due diagrammi fondamentali per i quark sono i seguenti:



Figura 5:

notate che il secondo si ottiene dal primo scambiando i quark con gli antiquark tra stato iniziale e finale e poi scambiando le particelle con le antiparticelle in tutta la reazione:

$$d \rightarrow u + W^- \implies \bar{u} \rightarrow \bar{d} + W^- \implies u \rightarrow d + W^+ \quad (5)$$

analoghi diagrammi si possono scrivere per gli altri due doppietti di quark  $c, s$  e  $t, b$ . Ma sono anche possibili transizioni tra doppietti; ad esempio i decadimenti del  $\pi^+$  e del  $K^+$  sono descritti dai diagrammi:

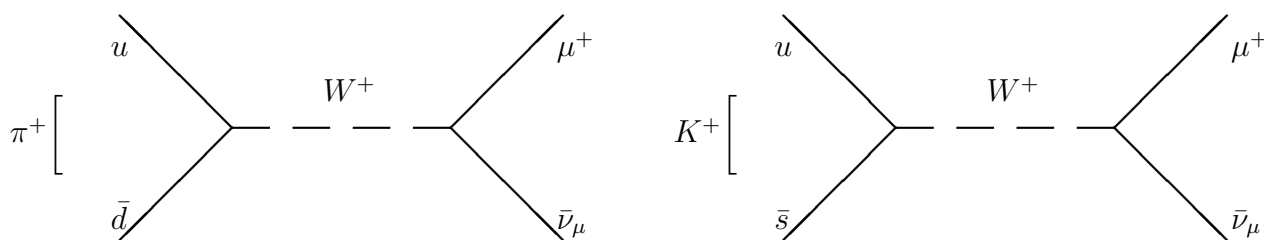


Figura 6:

come abbiamo visto, la conservazione del numero leptonico impedisce invece le transizioni tra i doppietti leptonici.

#### 4 Il bosone intermedio neutro: lo $Z^0$

mentre le analisi dei decadimenti deboli portano abbastanza facilmente alla predizione dei bosoni intermedi carichi, le osservazioni e l'analisi del bosone intermedio neutro sono state piu' elaborate, per due motivi:

Il primo e' dovuto alle difficolta' osservative; ad esempio la reazione:

$$\nu_\mu + A \rightarrow \mu^+ + \text{adroni} \quad (6)$$

dovuta allo scambio di un  $W^-$ , e' facilmente riconoscibile per la presenza di un muone di alta energia ben distinguibile da quelli di energia piu' bassa prodotti dai decadimenti degli adroni. Il muone e' di alta energia perche' e' alta l'energia del neutrino incidente.

Nella corrispondente reazione causata dallo scambio di uno  $Z^0$ :

$$\nu_\mu + A \rightarrow \nu_\mu + \text{adroni} \quad (7)$$

la particella uscente di alta energia e' un neutrino, molto difficile da osservare in un rivelatore. La caratterizzazione osservativa di questa reazione e' dunque l'assenza di una particella carica di alta energia.

I diagrammi fondamentali sono i seguenti:

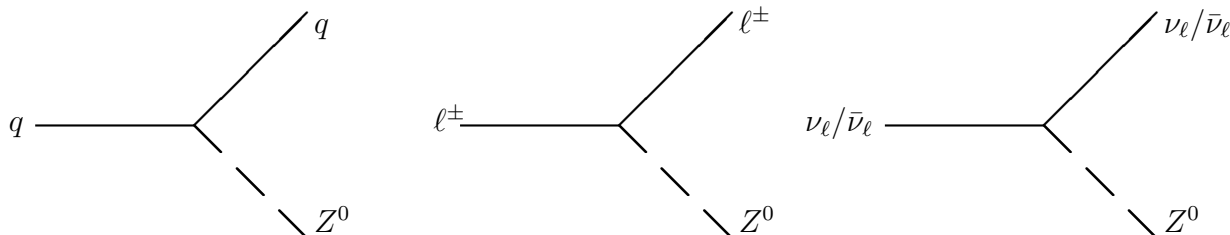


Figura 7:

dove  $q$  ed  $\ell$  sono i generici quark e leptone. Lo scambio di uno  $Z^0$  non cambia ne' il sapore dei quark ne' il numero leptonico; se cosi' fosse, si osserverebbero alcune reazioni e decadimenti che invece non sono osservati.

La seconda difficolta' nell'osservazione delle **correnti neutre** (sono dette cosi' le reazioni che coinvolgono lo scambio di uno  $Z^0$ ) appare in modo evidente nella figura (7): i primi due diagrammi sono, con un fotone al posto dello  $Z^0$ , gli stessi dell'interazione elettromagnetica. Le correnti neutre contribuiscono dunque, in 'competizione' col fotone, a tutti i processi elettromagnetici e finche' le energie non sono confrontabili con quella dell'energia di riposo dello  $Z^0$ , il loro contributo e' trascurabile rispetto a quello del fotone. La massa dello  $Z^0$  e' infatti ancora piu' grande di quella dei  $W^\pm$ :

$$m_{Z^0} \simeq 93 \text{ GeV}/c^2 \quad (8)$$

In particolare lo  $Z^0$  contribuisce al processo  $e^+e^- \rightarrow \text{adroni}$  che abbiamo studiato quando abbiamo discusso il rapporto  $R$  nel capitolo sulle interazioni forti; non solo: contrariamente a quanto accade per il fotone, la cinematica consente la produzione di uno  $Z^0$  reale (non virtuale):

$$e^+ + e^- \rightarrow Z^0 \quad (9)$$

quando  $\frac{E_{c.m.}}{c^2}$  e' uguale a  $m_{Z^0}$ .

Lo  $Z^0$  fu osservato negli anni '90. La figura (8) mostra l'andamento della sezione d'urto alla massa dello  $Z^0$ . Nella stessa figura potete osservare dati piu' recenti sul rapporto  $R$  insieme a previsioni piu' accurate (curve tratteggiata e continua) di tale rapporto.

## 5 Il numero di neutrini leggeri e la loro massa

Lo  $Z^0$  puo' decadere in una coppia quark-antiquark, o leptone-antileptone carichi, o neutrino-antineutrino leggeri, cioe' di massa inferiore a  $m_{Z^0}/2$ . Noti tutti gli stati possibili  $q\bar{q}$  ed  $\ell\bar{\ell}$ , l'analisi della sezione d'urto totale consente di stabilire il numero di neutrini leggeri. Senza entrare nei dettagli: i pesi relativi degli stati finali possibili, dipendono da quanti sono questi stati, quindi dal numero di neutrini leggeri. I dati sperimentali permettono dunque di stabilire che tale numero e' tre (figura (9)).

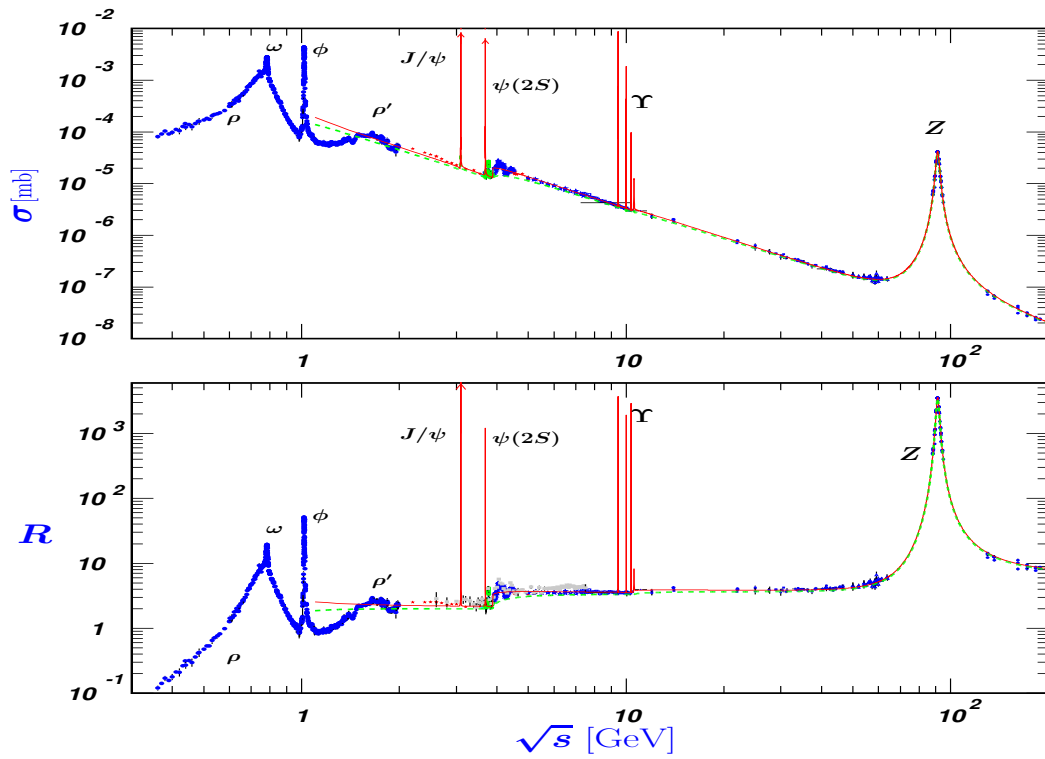


Figura 8:

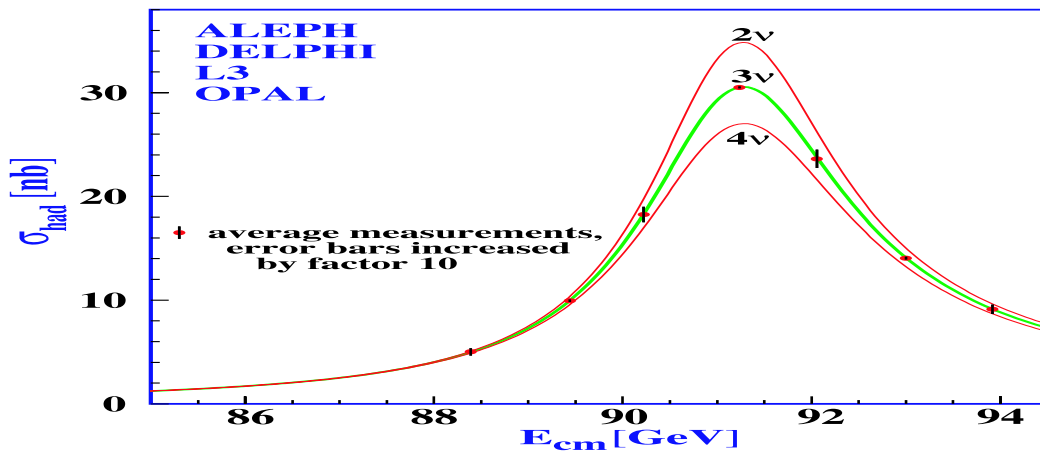


Figura 9:

Per quanto riguarda la massa dei neutrini, la teoria di Fermi permette di prevedere correttamente lo spettro di energia dell'elettrone prodotto nel decadimento  $\beta$ :

$$N(p) \propto p^2(E_0 - E)^2 \quad (10)$$

dove  $p$  ed  $E$  sono l'impulso e l'energia dell'elettrone ed  $E_0$  e' l'energia disponibile per l'elettrone ed il neutrino nello stato finale, cioe' la differenza tra le energie del nucleo iniziale e di quello finale. Ora se la massa del neutrino e' esattamente zero il valore massimo possibile di  $E$  e' esattamente  $E_0$ , altrimenti sara'  $E_0 - m_\nu c^2$  (dimostratelo!). Le due alternative sono illustrate nella figura (10.a), nella quale e' considerata anche la correzione  $F$  alla (10) dovuta agli effetti elettromagnetici. Sembra una misura molto facile: si determina il punto finale dello spettro in energia dell'elettrone e da questo si ricava la massa del neutrino. In realta' la situazione e' piu' complicata, come mostrano le figure successive, perche' il nucleone che decade e' legato nel nucleo e a sua volta il nucleo e' legato nel materiale che lo contiene. In definitiva, con questo metodo si ricava solo un limite superiore (nel senso che si sperimentalmente si stabilisce che la massa, entro un certo limite di confidenza, non puo' essere superiore ad un certo valore) di circa  $3 \text{ eV}/c^2$ . In questi ultimi anni le osservazioni su un fenomeno, l'oscillazione dei neutrini,

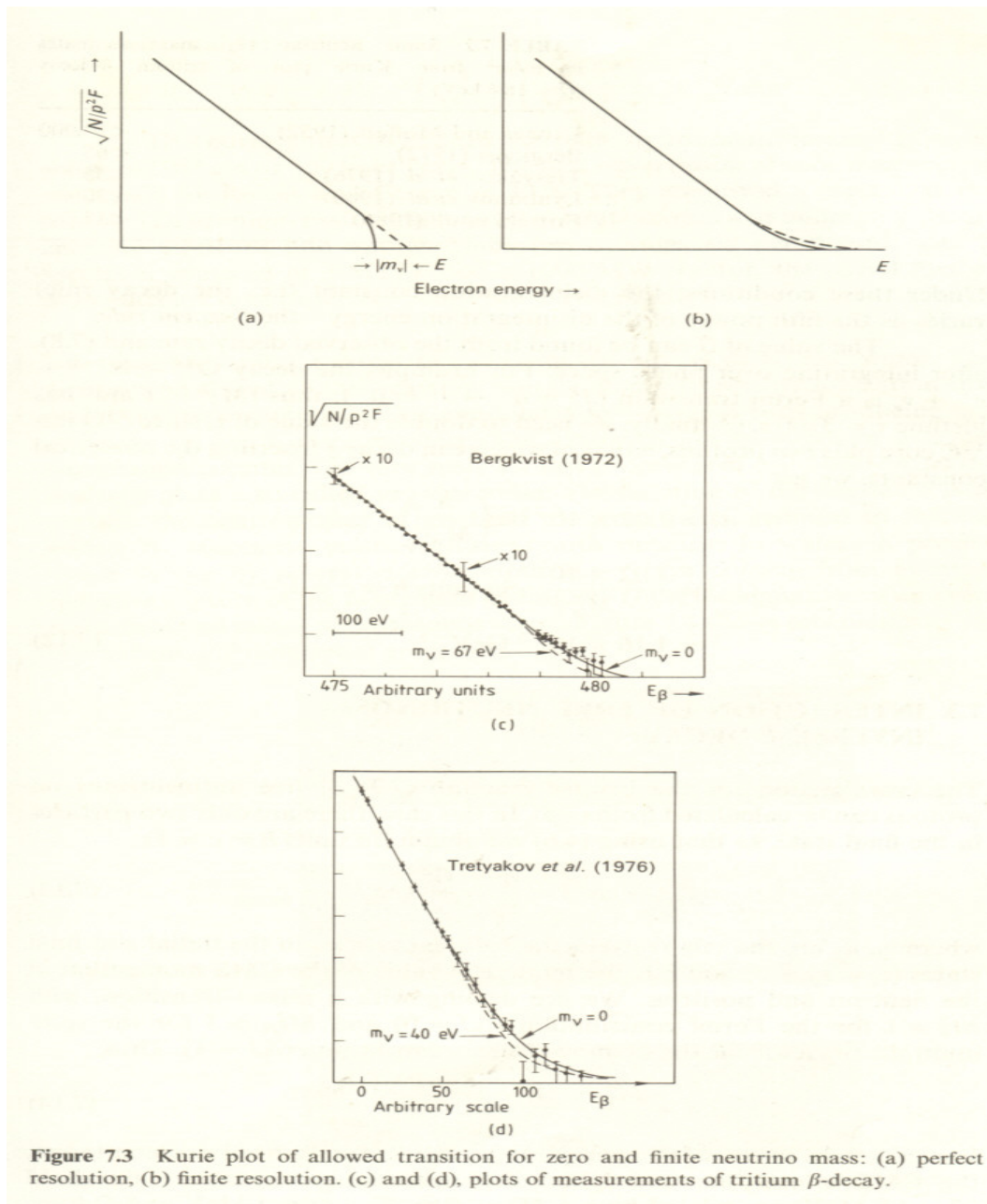


Figura 10:

che qui non possiamo trattare, hanno permesso di stabilire, in estrema sintesi, che i neutrini hanno massa diversa da zero e che i valori delle masse stanno tra il centesimo e il decimo di  $eV/c^2$ .

## 6 Verso la lagrangiana dell'interazione debole

Avendo stabilito la forma del vertice d'interazioni potremmo scrivere la lagrangiana d'interazione seguendo l'esempio dell'elettromagnetismo. Quello che succede e' che lo sviluppo perturbativo perde di significato, perche', mentre i termini agli ordini piu' bassi descrivono correttamente i fatti sperimentali, agli ordini successivi compaiono degli infiniti che non si sa come eliminare. Cio' e' strettamente legato al fatto che, poiche' la massa dei bosoni intermedi e' diversa da zero, la lagrangiana risultante non e' invariante per trasformazioni di gauge.

Il passo successivo, nel prossimo capitolo, sara' dunque la costruzione di una lagrangiana che sia invariante di gauge e che contenga comunque i termini d'interazione corrispondenti ai vertici considerati in questo capitolo.

## 7 La parita'

La simmetria per trasformazioni di parita' viene descritta nei testi come simmetria per 'riflessione in uno specchio' di un sistema o di un processo fisico, o per inversione (cambiamento di segno) di tutte le coordinate dello stesso, o per inversione di tutti e tre gli assi coordinati. Le tre descrizioni sono equivalenti, ed adotteremo l'ultima.

Le quantita' che descrivono un sistema fisico hanno ben definite proprieta' di trasformazione per una data trasformazione del sistema di riferimento; ad esempio un vettore si trasforma in una particolare maniera quando effettuiamo una rotazione del sistema di riferimento e potremmo adottare questa proprieta' di trasformazione come la caratteristica che definisce e distingue un vettore da altri tipi di grandezze.

Oltre alle rotazioni, possiamo prendere in considerazione un'altra trasformazione: chiamiamo **trasformazione di parita'**, e la indicheremo con  $P$ , la trasformazione del sistema di riferimento che inverte il verso di tutti gli assi coordinati. Attenzione:  $P$  non e' una rotazione, perche' non c'e' un movimento continuo, coi tre assi solidali tra loro, che porta il sistema di riferimento originario nel suo trasformato. Allora diciamo:

**scalare** una quantita' che non cambia valore ne' sotto rotazione ne' sotto  $P$ ; la massa, ad esempio, e' una quantita' scalare.

**pseudoscalare** una quantita' che non cambia valore sotto rotazione ma cambia segno sotto  $P$ ; ne daremo degli esempi.

**vettore** un insieme di tre quantita' che oltre a trasformarsi tra loro sotto rotazione secondo le ben note leggi di trasformazione, sotto  $P$  cambiano tutte di segno; la posizione e la velocita' sono vettori.

**pseudovettore o vettore assiale** un insieme di tre quantita' che si trasformano come un vettore sotto rotazione, ma non cambiano segno sotto  $P$ ; Il momento angolare e' uno pseudovettore: essendo il prodotto di due vettori, le sue componenti non cambiano segno. Il prodotto scalare tra un vettore e uno pseudovettore, per esempio  $\mathbf{J} \cdot \mathbf{p}$ , e' uno pseudoscalare; quello tra due vettori e' uno scalare.

Possiamo ora chiederci se anche gli stati obbediscono a definite proprieta' di trasformazione sotto  $P$ . Detto  $\hat{P}$  l'operatore che applica  $P$  ad uno stato, e' evidente che l'applicazione di  $\hat{P}$  due volte deve riportarci allo stato originario:

$$\hat{P}^2 |\psi\rangle = |\psi\rangle \implies \hat{P}^2 = 1 \quad (11)$$

d'altra parte  $P$  non puo' cambiare la norma degli stati, quindi:

$$\hat{P}^\dagger \hat{P} = 1 \quad (12)$$

In definitiva  $\hat{P}$  deve essere un operatore hermitiano e per i suoi autovalori  $p$  si deve avere:

$$\hat{P}^2 = 1 \implies p^2 = 1 \implies p = \pm 1 \quad (13)$$

Consideriamo ora stati di particella singola: chiamiamo  $p$  la **parita' intrinseca** di quella particella. La parita' intrinseca puo' dunque essere  $+1$  o  $-1$  ed e' una delle quantita' che caratterizzano le particelle elementari, nel senso che non abbiamo nessuna evidenza che essa possa essere diversa per due particelle dello stesso tipo o cambiare nel tempo. L'analogia tra campo elettrico (vettore che cambia di segno) e fotone ci permette di stabilire che il fotone ha parita' intrinseca  $-1$ . L'analisi delle equazioni d'onda relativistiche ci permette anche di stabilire che le parita' intrinseche di particella e antiparticella devono essere opposte.

Per quanto riguarda un sistema di due particelle, dette  $p_1$  e  $p_2$  le parita' intrinseche delle due particelle ed  $\ell$  il momento angolare relativo, la parita' complessiva del sistema e':

$$p_1 p_2 (-1)^\ell \quad (14)$$

(il fattore  $(-1)^\ell$  si ricava dalle proprieta' di trasformazione delle armoniche sferiche). Dunque quando un sistema e' in uno stato di momento angolare definito, anche la parita' del sistema e' definita. A partire dalla parita' della coppia, si puo' poi ricavare quella di un sistema di  $n$  particelle.



La domanda successiva e': la parita' e' conservata, cioe' la parita' di un sistema di particelle che interagiscono rimane la stessa prima e dopo l'interazione ?. La risposta e' si per le interazioni forti ed elettromagnetiche.

Come si fa a stabilire questo risultato ? Possiamo stabilire immediatamente le parita' intrinseche di alcune particelle: quella del fotone,  $-1$ , e quella di tutti i sistemi  $q\bar{q}$  nel loro stato fondamentale, quindi con  $\ell = 0$ : per la (14), e ricordando che il quark e l'antiquark hanno parita' intrinseche opposte, la parita' di questi stati deve essere anch'essa  $-1$ ; ricordate cio' che abbiamo detto nel capitolo sulle interazioni forti: nell'interazione  $e^+e^-$  all'ordine piu' basso, che procede per scambio di un fotone, si producono solo stati  $q\bar{q}$  che hanno lo stesso spin e la stessa parita',  $J^P = 1^-$ , del fotone.

successivamente si analizzano reazioni o decadimenti che coinvolgono particelle di parita' nota piu' una particella  $X$  di parita' da determinare: si stabilisce quali sono gli  $\ell$  relativi ed, ipotizzando che la parita' sia conservata, si stabilisce la parita' intrinseca di  $X$ . La verifica dell'ipotesi di conservazione della parita' sta nel fatto che, una volta stabilita la parita' di tutti gli stati, non si osservano reazioni o decadimenti in contrasto con l'ipotesi di conservazione della parita'.

Per le interazioni deboli si osserva invece che la parita' non e' conservata: l'universo non e' invariante per riflessione in uno specchio !.

## 8 La non conservazione della parita' nelle interazioni deboli

Il  $K^+$  ha due modi di decadimento:

$$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0 \quad (15)$$

e

$$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0 \quad (16)$$

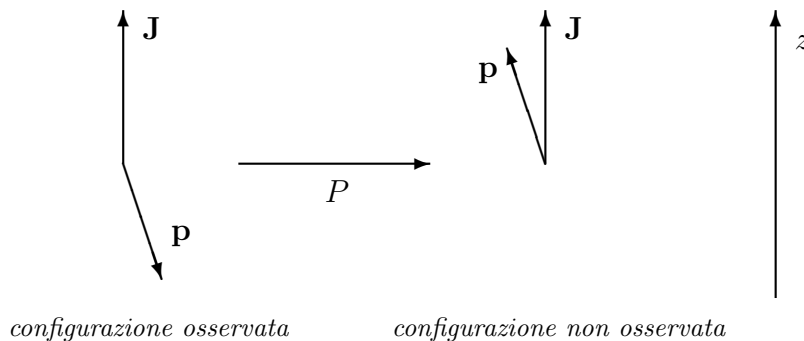
(il modo di decadimento piu' probabile e' tuttavia quello in  $\mu^+\nu_\mu$ ).

Questi decadimenti sono deboli, perche' il  $K$  contiene un quark  $\bar{s}$  e i pioni no (ricordate che l'interazione debole e' la sola che puo' cambiare il sapore dei quark e provate a tracciare i diagrammi di questi decadimenti). Ora la parita' intrinseca dei  $K$  e dei  $\pi$  e'  $-1$  e gli  $\ell$  relativi in tutti questi decadimenti sono zero (piccola energie a disposizione  $\implies \ell$  relativo nullo). Quindi le parita' dei due stati finali sono opposte, e la parita' non e' conservata (nel senso che lo stato iniziale di parita'  $-1$  va in stati finali che possono essere di parita'  $-1$  o  $+1$ ). Al momento in cui questi decadimenti furono osservati l'idea che la parita' dovesse essere conservata era cosi' radicata che inizialmente si ipotizzo' che dovessero esserci due particelle distinte che hanno identiche caratteristiche (massa, spin, contenuto in quark) salvo la parita'. Fino a che nel 1957 non fu fatto un esperimento che verifico' l'ipotesi di simmetria sotto  $P$  e dimostro' che l'interazione debole non e' invariante sotto questa trasformazione. L'esperimento deve coinvolgere quantita' che si trasformino diversamente sotto  $P$  e precisamente un momento angolare e un impulso. Esso consiste nella misura della direzione degli elettroni provenienti dal decadimento  $\beta$ :

$${}^{60}\text{Co} \rightarrow {}^{60}\text{Ni}^* + e^- + \bar{\nu}_e \quad (17)$$

Il cobalto ( $J = 5$ ) deve essere polarizzato, in modo che il suo momento angolare sia allineato a una direzione definita; dal punto di vista sperimentale questo comporta che il campione di cobalto sia portato a una temperatura prossima allo zero assoluto e posto in una campo magnetico. Ebbene cio' che si osserva e' che l'elettrone viene emesso preferibilmente in verso opposto a quello dello spin del cobalto. Ora, detti  $\mathbf{J}$  e  $\mathbf{p}$  il momento angolare del cobalto e l'impulso dell'elettrone, sotto  $P$   $\mathbf{J}$  resta immutato e  $\mathbf{p}$  cambia verso, per cui la configurazione osservata sperimentalmente si trasforma in una configurazione non osservata:

in altre parole, se l'interazione fosse invariante sotto  $P$  dovremmo avere l'elettrone verso il basso e nel



verso opposto con la stessa probabilita'; in questo modo la configurazione trasformata sarebbe la stessa di quella originaria.

Dal punto di vista sperimentale bisogna notare che questa asimmetria non viene osservata finche' il campione non viene polarizzato: in un campione non polarizzato tutte le direzioni e versi di  $\mathbf{J}$  sono equiprobabili e quindi anche tutte le direzioni e versi dell'elettrone uscente.

Consideriamo ora le proiezioni del momento angolare lungo l'asse  $z$ : il cobalto ha  $J = 5$  e  $J_z = 5$ , il nichel  $J = 4$ ; affinche' sia conservata la proiezione lungo  $z$  del momento angolare totale, per il nichel si deve avere  $J_z = 4$  e, sia per l'elettrone che per l'antineutrino,  $s_z = 1/2$ ; (da che parte se ne va l'antineutrino?). Quindi l'elettrone ha lo spin allineato in direzione all'incirca opposta a quella del moto e l'asimmetria osservata nel verso dell'elettrone si puo' cosi' descrivere: nelle interazioni deboli vengono prodotti elettroni con spin allineato prevalentemente in verso opposto all'impulso. Qui non possiamo dimostrarlo, e quindi dovete credermi: quel *prevalentemente* diventerebbe *esattamente* se la massa dell'elettrone fosse nulla (in tal caso la direzione del moto dell'elettrone dovrebbe essere esattamente lungo l'asse  $z$ ). Questi stati sono autostati dell'operatore di elicitata':

$$\hat{h} = \hbar \boldsymbol{\sigma} \cdot \hat{\mathbf{p}} \quad (18)$$

dove  $\hat{\mathbf{p}}$  e' il versore nella direzione dell'impulso;  $\hat{h}$  e' dunque la proiezione dello spin lungo la direzione dell'impulso moltiplicata per 2. Indicando con  $h$  gli autovalori di tale operatore in unita'  $\hbar$ , gli stati con  $h = -1$  sono detti **left-handed** (sinistrorsi) e quelli con  $h = 1$  **right-handed**.

L'esperimento descritto ed altre osservazioni successive portano all'affermazione generale:

**Partecipano alle interazioni deboli solo stati di particella (quindi anche neutrini e quark) left-handed e di antiparticella right-handed** (ripensate a quello che succede all'antineutrino prodotto nel decadimento del cobalto).

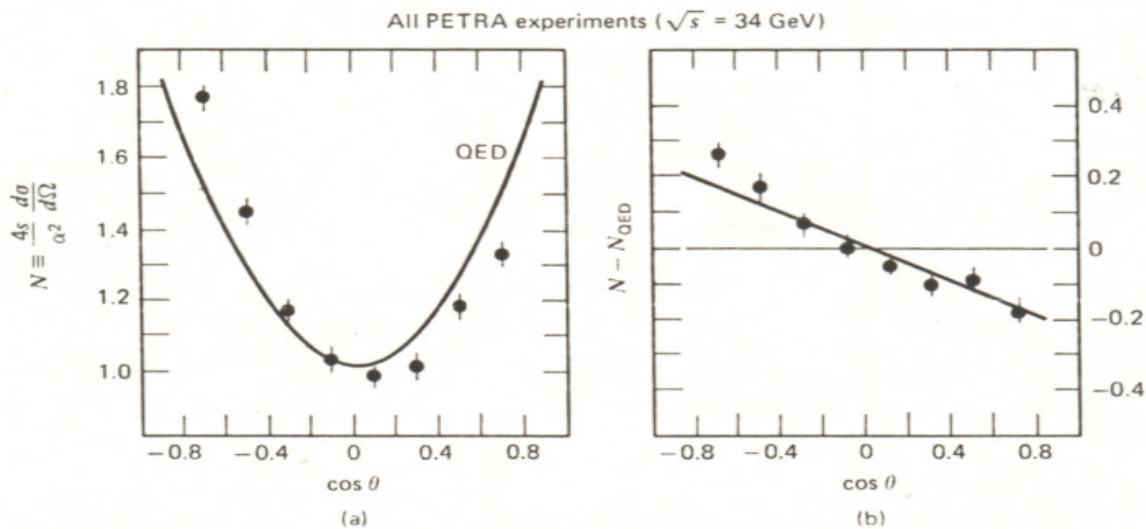
$P$  trasforma una particella left-handed in una right-handed ( $\hat{h}$  e' una quantita' pseudoscalare, quindi cambia segno sotto  $P$ ), quindi l'affermazione precedente implica l'asimmetria delle interazioni deboli sotto  $P$ . Potremmo pero' considerare la trasformazione di una particella nella sua antiparticella; quest'operazione si chiama **coniugazione di carica** ( $C$ ) e l'operatore corrispondente ha le stesse proprieta' di  $\hat{P}$ . L'applicazione successiva di  $C$  e di  $P$  ( $CP$ ) trasforma una particella left-handed nella sua antiparticella right-handed. Potremmo sperare che le interazioni deboli siano simmetriche sotto  $CP$ , ma invece si verifica che non e' cosi'.

Terminiamo il capitolo con una bella dimostrazione dell'asimmetria delle interazioni deboli che e' anche l'evidenza del fatto che il fotone e lo  $Z^0$  contribuiscono agli stessi processi fisici. Consideriamo il processo

$$e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^- \quad (19)$$

questa reazione procede, all'ordine perturbativo piu' basso dell'elettromagnetismo, con l'annichilazione della coppia elettrone-positrone in un fotone e con la successiva creazione della coppia di muoni. Ma, come abbiamo gia' visto, puo' anche procedere per interazione debole con uno  $Z^0$  in luogo del fotone. La figura (11) mostra la distribuzione angolare misurata del  $\mu^+$  ( $\theta$  e' l'angolo tra il  $\mu^+$  uscente e l' $e^+$  entrante).

La curva continua mostra la predizione dell'elettrodinamica quantistica: e' simmetrica perche' l'interazione elettromagnetica conserva la parita'. I dati sperimentali mostrano invece una distribuzione asimmetrica perche' a queste energie diventa significativo il contributo dell'interazione debole, che invece non conserva la parita' e produce una asimmetria simile a quella dell'elettrone di decadimento del cobalto. Tenendo conto che la regola che all'interazione debole partecipano particelle left-handed e antiparticelle right-handed vale anche per gli elettroni nello stato iniziale, provate a spiegarvi tutto nel dettaglio considerando le elicità degli elettroni e dei muoni.



**Fig. 13.7** (a) The  $\cos \theta$  distribution for the process  $e^- e^+ \rightarrow \mu^- \mu^+$  does not follow the  $1 + \cos^2 \theta$  QED prediction. (b) The discrepancy is explained by the interference of the virtual Z and  $\gamma$  contributions. (Compilation by R. Marshall.)

Figura 11: