

Neutrini ed interazione debole

Giampaolo Co'

Dipartimento di Matematica e Fisica "Ennio De Giorgi" - Università del Salento

Questo articolo introduttivo è rivolto a coloro che non hanno molta familiarità con la fisica dei neutrini e dell'interazione debole, e presenta, sinteticamente, alcune informazioni e fatti ben consolidati che verranno considerati e discussi negli altri articoli di questo numero di *Ithaca*.

Un po' di storia

La scoperta della radioattività viene fatta risalire al 1886, quando Henry Becquerel osservò che alcune lastre fotografiche che aveva conservato in un cassetto ben sigillato dalla luce esterna, erano comunque state impressionate poiché erano accanto a materiale che risultò emettere radiazione. Nei primi anni del 1900 fu già evidente che la radiazione emessa dai materiali radioattivi poteva essere catalogata in soli tre tipi differenti, che furono chiamati α , β e γ secondo la loro capacità di penetrazione nella materia. Si scoprì che i raggi α , i meno penetranti, erano nuclei di ${}^4\text{He}$, i raggi γ , i più penetranti, erano fotoni di alta energia, ed i raggi β , elettroni.

I decadimenti α e γ presentavano spettri discreti. Questo significa che, per un determinato materiale radioattivo, le energie dei raggi α e γ erano costanti. Questo fatto fu immediatamente compreso utilizzando la conservazione dell'ener-

gia, infatti il valore delle energie misurate dei raggi α e γ corrispondeva alla differenza tra la massa del nucleo genitore, quello che decade emettendo radiazione, e le masse dei prodotti del decadimento.

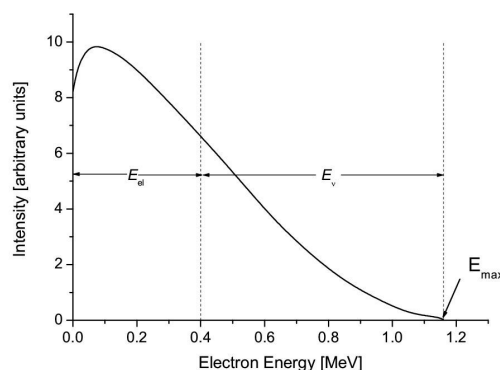


Figura 1: Spettro dell'energia dell'elettrone emesso nel decadimento β del nucleo ${}^{210}\text{Bi}$. L'energia massima, E_{max} , di 1.16 MeV, è data dalla differenza tra la massa del nucleo genitore, ${}^{210}\text{Bi}$ e quella del nucleo figlio, il ${}^{210}\text{Po}$. La linea verticale indica come, in media, l'energia disponibile viene divisa tra elettrone ed antineutrino. L'energia media dell'elettrone è misurata in esperimenti calorimetrici.

Al contrario, lo spettro energetico degli elettroni misurati nel decadimento β , vedi Fig. 1, era continuo, per ogni materiale. Inoltre, misure calorimetriche [1, 2] mostrarono che, mediamente, gli elettroni trasportavano meno della metà

La lettera di Pauli

Istituto di Fisica
della Scuola Politecnica
Zurigo

Zurigo, 4 Dicembre 1930
Gloriastrasse

Care Signore e Signori Radioattivi,

come vi spiegherò in maggior dettaglio chi vi porta queste righe, persona che vi invito ad ascoltare, data la statistica "sbagliata" dei nuclei di N e Li - 6 e lo spettro beta continuo, mi è venuto in mente un rimedio disperato per salvare la conservazione dello scambio della statistica^a e dell'energia. Si tratta della possibilità che nei nuclei possano esistere particelle neutre, che chiamerò neutroni, che hanno spin $1/2$, e obbediscono al principio di esclusione e che, inoltre, differiscono dai quanti di luce nel fatto che non viaggiano alla velocità della luce. La massa del neutrone dovrebbe essere dello stesso ordine di grandezza della massa dell'elettrone, e in ogni caso non maggiore di 0.01 masse del protone. Lo spettro beta continuo avrebbe senso con l'ipotesi che, nel decadimento beta, in aggiunta all'elettrone, venga emesso un neutrone in modo che la somma delle energie del neutrone e dell'elettrone sia costante.

Adesso emerge la domanda su quali tipi di forze agiscono tra i neutroni. Per me, il più probabile modello per il neutrone sembra essere, per ragioni quanto-meccaniche (chi vi porta queste righe ne sa di più), che il neutrone a riposo è un dipolo magnetico con un certo valore μ . Gli esperimenti sembrano richiedere che l'effetto di ionizzazione di questo neutrone non possa essere più grande di quello di un raggio γ , e quindi μ non è maggiore di $e \times 10^{-13}$ cm.

Ma, al momento, non oso pubblicare niente riguardo a questa idea, e con fiducia mi rivolgo prima a voi, cari Radioattivi, con la domanda di quanto sia probabile trovare un'evidenza sperimentale per questo neutrone se avesse la stessa capacità, o forse 10 volte maggiore, di un raggio γ di passare attraverso la materia.

Ammetto che il mio rimedio possa sembrare piuttosto improbabile poiché probabilmente questi neutroni, se esistono, sarebbero già stati visti da tempo. Ma se non ci si avventura, non si guadagna, e la serietà della situazione, dovuta alla struttura continua dello spettro beta, è illuminata da un'annotazione del mio onorevole predecessore, il Sig. Debye, che mi ha detto recentemente a Bruxelles: " Oh, è meglio non pensare affatto a questo, così come alle nuove tasse ". Quindi bisognerebbe seriamente discutere ogni modo di risolvere questo problema. Quindi, cari Radioattivi, verificate e giudicate. Mi spiace, non posso apparire personalmente a Tübingen poiché sono indispensabile a Zurigo a causa di un ballo nella notte tra il 6 e 7 Dicembre. Con i miei migliori saluti a voi, e anche al Sig. Back,

il vostro umile servitore
W. Pauli

^aPauli si riferisce al fatto che l'emissione di un singolo fermione, l'elettrone, violerebbe la conservazione della statistica dello spin poiché trasformerebbe un sistema a spin intero in uno stato che globalmente ha spin semi-intero, o viceversa. (N.d.T.)

dell'energia disponibile, ottenuta dal confronto tra le masse dei nuclei genitore e figlio.

Il tentativo di fornire una spiegazione di queste osservazioni pose molti problemi, fu addirittura messa in dubbio la conservazione dell'energia nei decadimenti β .

Nel 1930 Wolfgang Pauli, in una lettera oggi molto famosa, si veda il riquadro, propose l'idea dell'esistenza di una particella priva di carica

elettrica, quindi difficilmente rivelabile, che sarebbe stata emessa insieme all'elettrone, in modo che la somma delle energie delle due particelle fosse costante. Pauli battezzò *neutrone* questa particella, che doveva essere un fermione per soddisfare la conservazione della statistica, vedi la nota nel riquadro.

Nel 1932 Chadwick identificò una particella neutra di massa confrontabile con quella del pro-

tone, e la denominò neutrone. Enrico Fermi si rese conto immediatamente che questa non era la particella prevista da Pauli, e differenziò la nomenclatura delle due particelle. Da bravo italiano chiamò *neutrone* la particella pesante identificata da Chadwick e *neutrino* quella prevista da Pauli, molto più leggera del neutrone. Fermi sviluppò nel 1934 la teoria del decadimento β nella quale prevedeva l'emissione di un elettrone e di un (anti)neutrino dovuta ad una interazione nucleare diversa da quella che tiene legati protoni e neutroni nei nuclei.

Il 14 Giugno 1956. Frederick Reines e Clyde Cowan inviarono un telegramma a Pauli con il seguente testo: " Siamo felici di informarla che abbiamo definitivamente rivelato i neutrini da frammenti di fissione osservando un processo di decadimento beta inverso di protoni. La sezione d'urto osservata è in accordo con quella attesa, sei volte dieci alla meno quarantaquattro centimetri quadrati ". Pauli rispose "Grazie per il messaggio. Tutto arriva a chi sa come aspettare".

Lo studio dell'interazione debole, mise in evidenza, a metà degli anni '50, che la parità (vedi il riquadro) non viene conservata in processi indotti da questa interazione [3]. La definizione del tasso di violazione della parità, e non ultimo il segno, sono una pagina importante della storia della fisica fondamentale di quegli anni. Le conseguenze di questo fatto sulle caratteristiche dei neutrini sono rilevanti. In tutti i processi che osserviamo la direzione dello spin dei neutrini è contraria a quella del loro moto, ed il contrario per gli antineutrini.

L'idea che esistessero differenti tipi di neutrini era già affermata quando nel 1962 fu identificato il neutrino di tipo muonico [4].

Tutti i fenomeni indotti da interazioni deboli implicavano uno scambio della carica elettrica tra le particelle coinvolte nella reazione. Nel caso del decadimento β^- ad esempio, un nucleo si trasforma in un altro nucleo con un neutrone in meno ed un protone in più. La carica elettrica positiva acquisita dal sistema nucleare è compensata dalla creazione di un elettrone, che trasporta carica negativa. Globalmente la carica elettrica è sempre conservata, e fino ad oggi non sono mai stati osservati fenomeni nei quali non lo sia. Lo scambio della carica si riferisce al fatto che parte della carica elettrica viene trasferita da un

sistema, in questo caso il nucleo genitore, ad un altro, il nucleo figlio e l'elettrone. Dal punto di vista teorico era previsto che potessero esistere dei processi di interazione debole nei quali un leptone (si veda la Figura 2) diffondeva da un bersaglio senza che con questo ci fosse scambio di carica elettrica. Nel 1973 [5], questo tipo di reazioni furono scoperte notando che muoni ed elettroni interagivano tra loro in processi di diffusione senza che le rispettive cariche elettriche fossero modificate.

Nel 1975 venne scoperto un nuovo leptone [6], il τ , di massa 1777 MeV, molto maggiore di quella dell'elettrone e del muone. Si ipotizzò quindi che anche a questo leptone fosse associato un altro neutrino che venne identificato, nel 2001, dall'esperimento DONUT al laboratorio Fermi negli USA [7].

I bosoni vettori mediatori dell'interazione debole W e Z^0 furono identificati nel 1983 al collisore di protoni e antiprotoni al CERN di Ginevra [8, 9, 10].

Partendo dai primi anni '90 del secolo scorso si è sviluppata un'ampia attività sperimentale indirizzata allo studio delle proprietà dei neutrini. Gli articoli di questo numero di *Ithaca* daranno un quadro generale dei risultati acquisiti in questi ultimi anni.

Il Modello Standard delle particelle ed interazioni fondamentali

La visione attuale dei componenti fondamentali della materia è riassunta nella Figura 2. Ci sono due famiglie di fermioni di spin $1/2$, i quark ed i leptoni, ognuna composta da sei elementi distinti da varie proprietà, come la carica elettrica, la massa, e da uno specifico numero quantico detto di sapore. Questi fermioni interagiscono con quattro interazioni fondamentali, l'interazione gravitazionale, l'interazione elettromagnetica e le due interazioni nucleari, forte e debole. Le quattro interazioni fondamentali sono mediate da altre particelle, a spin intero, quindi bosoni, che vengono scambiate tra le particelle che interagiscono.

Le intensità relative tra le quattro interazioni fondamentali possono essere definite utilizzan-

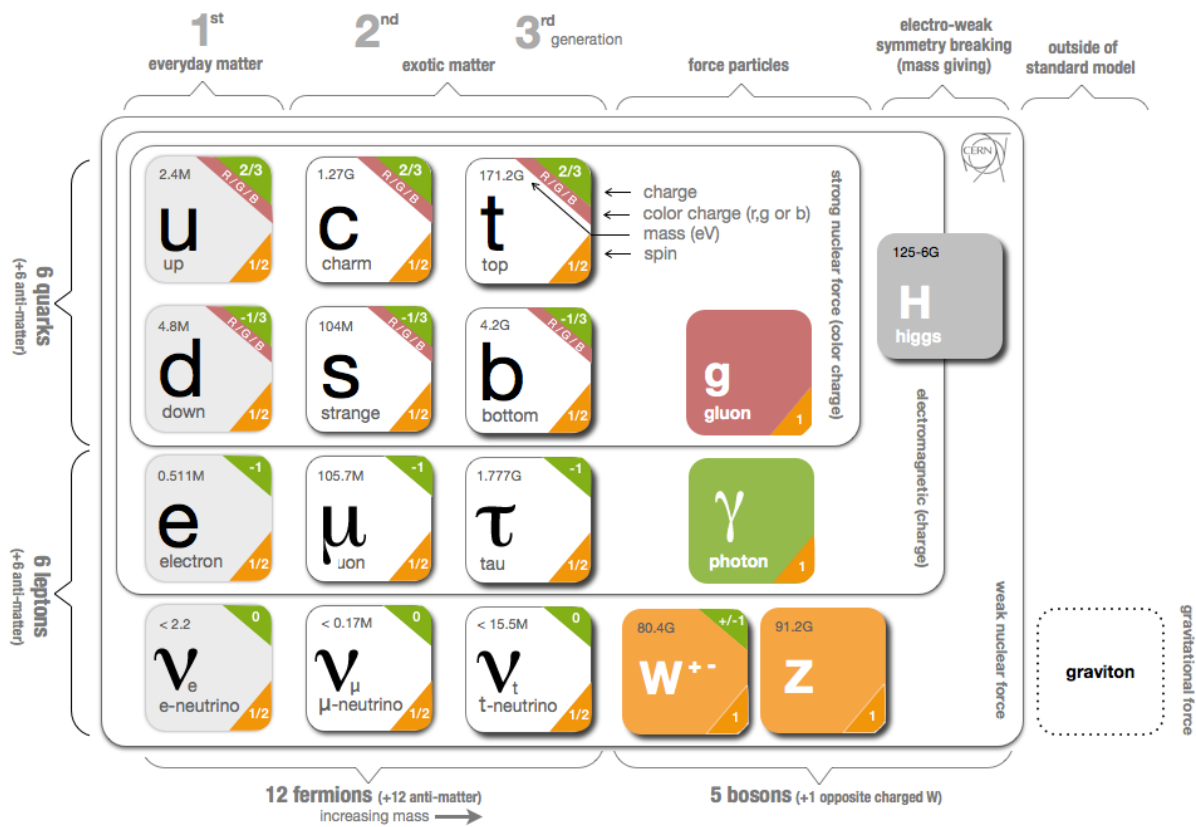


Figura 2: Standard model.

do quantità adimensionali, si veda, ad esempio, il Cap. 9.3 di Ref. [11]. Definendo pari ad 1 l'intensità dell'interazione forte, otteniamo che quella dell'interazione elettromagnetica è pari a 10^{-2} , quella dell'interazione debole è 10^{-5} e quella dell'interazione gravitazionale 10^{-39} .

Come viene anche indicato nella Figura 2, la gravità non è inquadrata nell'ambito di quello che normalmente viene chiamato *Modello Standard*. Al di là delle notevoli difficoltà teoriche nel tentativo di conciliare le teorie della Relatività Generale e la Meccanica Quantistica, rimangono irrisolti problemi empirici e osservativi. Il bosone che dovrebbe mediare l'interazione gravitazionale non è mai stato identificato. Ad ogni modo, il ruolo dell'interazione gravitazionale nel mondo microscopico, cioè atomico, nucleare e sub-nucleare, è irrilevante, data la sua piccola intensità.

L'interazione forte agisce solo tra particelle dotate di carica di colore, questo è il nome che è stato storicamente attribuito al numero quantico

che definisce questa caratteristica. Possiedono carica di colore i quark e anche i mediatori dell'interazione forte, i gluoni. In natura non sono mai stati osservati quark, e nemmeno gluoni, liberi. Si osservano solo composti di quark e gluoni, che vengono chiamati *adroni* e sono, a loro volta catalogati come *barioni* se hanno spin semi-intero, e *mesoni* nel caso abbiano spin intero, o nullo.

Le interazioni elettromagnetica e debole agiscono sia tra quark che tra leptoni. Il mediatore dell'interazione elettromagnetica è il fotone, mentre l'interazione debole è mediata dallo scambio dei bosoni W , la cui massa è di circa 80 GeV, e Z^0 con una massa di circa 91 GeV. È abitudine nella fisica nucleare e sub-nucleare parlare di massa indicando la massa misurata nel sistema di riferimento a riposo della particella. Inoltre, si utilizzano unità naturali dove la velocità della luce c e la costante di Planck $\hbar = h/2\pi$ sono uguali all'unità. Sfruttando la ben nota espressione di Einstein $E = mc^2$ le masse possono essere espresse in unità di energia, in potenze di

elettronvolt, $1 \text{ eV} \simeq 1.60 \times 10^{-19} \text{ J}$.

I neutrini sono leptoni privi di carica elettrica, quindi non sono sensibili all'interazione nucleare forte, in quanto leptoni, e nemmeno all'interazione elettromagnetica, in quanto elettricamente neutri. Quindi i neutrini interagiscono soltanto per il tramite dell'interazione debole. Possiamo ribaltare il discorso affermando che ogni processo che coinvolge neutrini implica la presenza dell'interazione debole. Quindi, interazione debole e neutrini sono strettamente legati tra loro, e la comprensione dei fenomeni che coinvolgono i neutrini implicano la precisa conoscenza dell'interazione debole.

Questo quadro è completato dal bosone di Higgs, scoperto nel 2013. A questo proposito si veda il numero 1 di *Ithaca*.

Neutrini

Le reazioni indotte dalle interazioni deboli sono classificate come *leptoniche* quando sono coinvolti solo leptoni, *semi-leptoniche* quando sono coinvolti sia leptoni che adroni, e *adroniche* o, meglio, *non leptoniche* quando non ci sono leptoni coinvolti.

La reazione del decadimento del muone è un tipico processo debole leptonico

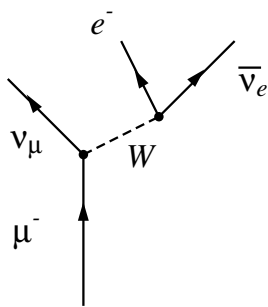
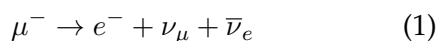


Figura 3: *Decadimento del muone.*

La Figura 3 presenta il diagramma di Feynman che schematizza il processo di decadimento del muone. Ogni elemento grafico di questo tipo di diagrammi indica una funzione matematica e, conoscendo le regole, è possibile calcolare l'ampiezza di transizione direttamente legata ad osservabili, ad esempio la vita media in processi

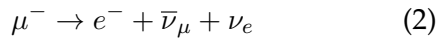
di decadimento, o la sezione d'urto in processi di diffusione.

Nella Figura 3 ipotizziamo che la freccia del tempo sia indirizzata dal basso verso l'alto. Il muone si muove liberamente, la sua funzione d'onda è descritta dall'equazione di Dirac in assenza di qualsiasi interazione. Ad un certo momento il muone μ , decade emettendo un neutrino muonico ν_μ ed un bosone W mediatore dell'interazione debole. A sua volta il bosone W decade in elettrone e^- ed antineutrino elettronico $\bar{\nu}_e$.

La descrizione del processo (1) in questi termini ha delle implicazioni fisiche notevoli. La prima riguarda la particella W che è virtuale. La conservazione dell'energia e dell'impulso è garantita solo dalla somma delle energie e degli impulsi delle particelle iniziali, il μ in questo caso, e finali, $\nu_\mu, e^-, \bar{\nu}_e$. Proprio perché la propagazione del W non conserva energia ed impulso, si parla di scambio virtuale. È notevole il fatto che l'esistenza della W sia stata prevista in termini di scambio virtuale nella descrizione di processi deboli, come quello del decadimento del muone, prima che fosse disponibile l'energia per produrre W reali, e la tecnologia per poterle rivelare.

La carica negativa è trasportata dal vertice muonico a quello elettronico dal W , ed è globalmente conservata. L'altro fatto rilevante di questo schema è che il numero di leptoni di tipo muonico ed elettronico è conservato. È consuetudine attribuire un numero quantico leptonico +1 alle particelle, e -1 alle antiparticelle. Così come la conservazione di altre proprietà, ad esempio energia, impulso, momento angolare, carica elettrica, anche la conservazione del numero leptonico è uno strumento fondamentale per selezionare reazioni e decadimenti osservati, permessi, da quelli mai osservati, proibiti. Finora non è mai stata osservata alcuna violazione della conservazione del numero leptonico, ma non solo globalmente, ma anche famiglia per famiglia. La reazione (1), ed il conseguente diagramma di Fig. 3, indicano che il numero leptonico di muone +1 dello stato iniziale è conservato dalla presenza di ν_μ nello stato finale, mentre l'esistenza di un elettrone e di un antineutrino elettronico generano un numero leptonico di tipo elettronico nullo. Questo significa che non è mai stata osservata la

reazione



che conserverebbe tutti i numeri quantici, anche quello leptonic globale, ma non ha la conservazione del numero leptonic famiglia per famiglia.

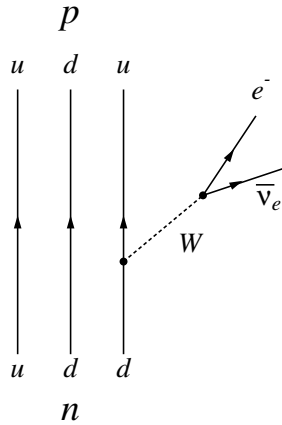
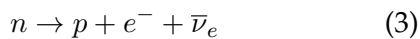


Figura 4: Decadimento del neutrone.

Un altro decadimento debole notevole è quello del neutrone libero

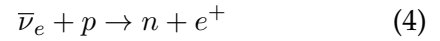


il cui diagramma è presentato nella Figura 4 in termini del contenuto di quark costituenti del neutrone e del protone. In questa schematizzazione uno dei quark con numero quantico di sapore d , di carica $-1/3$, si trasforma in un quark di sapore u di carica $+2/3$. Le cariche elettriche sono espresse in termini dell'unità di carica che corrisponde, in modulo, alla carica dell'elettrone.

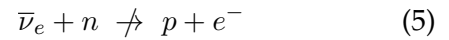
Il fatto eclatante di questo processo è il cambio di sapore dei quark. **Solo l'interazione debole può modificare il sapore dei quark.** Questa caratteristica dell'interazione debole è quella che ha permesso la sua identificazione. Il raggio di interazione molto piccolo e la debole intensità avrebbero oscurato la sua presenza se non avesse avuto delle caratteristiche che permettono di produrre fenomeni che le altre interazioni non possono generare.

Anche in questo caso si può osservare che il numero leptonic è conservato famiglia per famiglia. I due processi presi in esame indicano una differenza tra neutrini ed antineutrini. Infatti gli antineutrini prodotti dalla reazione (3)

permettono la reazione



ma



che indica che questa reazione non è mai stata osservata.

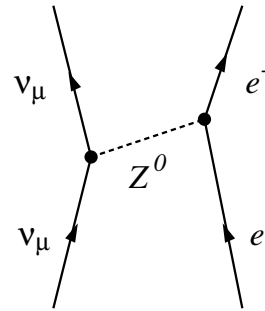


Figura 5: Diffusione di neutrini con interazione neutra.

Le reazioni deboli non sono mediate soltanto dallo scambio di bosoni carichi W^\pm ma anche dallo scambio di un bosone privo di carica elettrica, denominato Z^0 .

Uno studio dettagliato di varie reazioni che sono state osservate, ed altre mai rivelate, indica che i neutrini di tipo muonico e tau, sono particelle differenti tra loro e dai neutrini elettronici.

Interazione debole

L'attuale descrizione dei fenomeni indotti dall'interazione debole è basata sullo scambio dei bosoni W^\pm e Z^0 . In questo quadro, lo studio dell'interazione è legato alla conoscenza dell'intensità e della modalità con la quale i due bosoni si accoppiano con quark e leptoni. In altre parole si tratta di descrivere quantitativamente quei pallini che nelle figure dei vari diagrammi sono legati alle linee che indicano lo scambio di W e Z^0 .

Trattiamo prima il problema dell'intensità dell'interazione debole. La misura ottimale per valutare questa intensità è quella del decadimento del muone, rappresentata dal diagramma di Fig. 3. Questo perché si tratta di un processo che coinvolge solo leptoni, quindi non influenzato dalla presenza delle altre interazioni, come quel-

la forte nel caso del decadimento del neutrone. Il contributo all'ampiezza di transizione del termine che descrive il passaggio del W da un punto all'altro del diagramma è dato dall'espressione [12]

$$g \frac{1}{q^2 - \omega^2 + M_W^2} g \quad (6)$$

dove q è il modulo dell'impulso trasferito dal muone ai prodotti del decadimento, e ω è l'energia trasferita, data dalla differenza tra la massa del muone, 105 MeV, e quella dell'elettrone, 0.5 MeV. Ho considerato nulle le masse dei neutrini coinvolti nel processo. Il termine M_W rappresenta la massa del W ed è di circa 80 GeV. Il termine g , che ho inserito separatamente per indicare che è associato ad ognuno dei due vertici, è un numero reale che rappresenta l'intensità con la quale il W si accoppia alle altre particelle. Questo numero è l'oggetto dello studio e viene comunemente definito come *costante di accoppiamento*.

Dato che, come in questo caso, $q^2 - \omega^2 \ll M_W^2$ per molti processi studiati, si semplifica l'espressione (6) trascurando l'impulso e l'energia trasferiti

$$\frac{g^2}{q^2 - \omega^2 + M_W^2} \rightarrow \frac{g^2}{M_W^2} = \frac{\sqrt{2}}{\pi} \frac{1}{(\hbar c)^2} G_F \quad (7)$$

dove è stata definita una nuova costante di accoppiamento G_F , detta di Fermi. Nell'espressione precedente ho citato, per la prima volta, la presenza di due costanti fondamentali della fisica, \hbar la costante di Plank, la barra indica che è divisa per 2π , e c , la velocità della luce nel vuoto.

Lo studio accurato del decadimento del muone determina il valore

$$\frac{G_F}{(\hbar c)^3} = 1.166 \times 10^{-5} \text{GeV}^{-2} \quad (8)$$

Per comprendere il significato quantitativo di questo valore della costante di accoppiamento consideriamo la reazione schematizzata dal diagramma di Fig. 6, dove un neutrino muonico diffonde, con corrente carica, da un elettrone. Per energie del neutrino E_{ν_e} molto più piccole della massa del W , l'espressione della sezione d'urto per questo processo è data da [12]

$$\sigma = \frac{G_F^2}{\pi(\hbar c)^4} 2m_e c^2 E_{\nu_e} \quad (9)$$

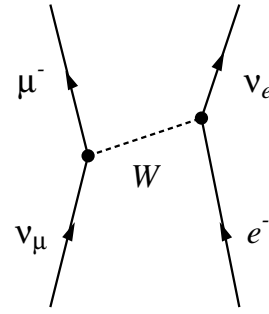


Figura 6: Diffusione di neutrini muonici con elettroni.

dove $m_e=0.5$ MeV è la massa dell'elettrone. Sostituendo i valori noti delle costanti otteniamo il valore della sezione d'urto in m^2

$$\sigma = 10^{-45} E_{\nu_e} (\text{m}^2) \quad (10)$$

dove l'energia del neutrino deve essere espressa in GeV.

Il valore estremamente piccolo di questa sezione d'urto può essere meglio apprezzato se calcoliamo il libero cammino medio del neutrino nella materia. Consideriamo un neutrino con energia di 1 MeV che si propaga nel ferro il cui numero di elettroni per m^3 è $\rho = 2.2 \times 10^{30}$. Abbiamo che il libero cammino medio è dato da

$$L = \frac{1}{\rho\sigma} = [1.7 \cdot 10^{-48} \text{m}^2 \cdot 2.2 \cdot 10^{30} \text{m}^{-3}]^{-1} \simeq 3.74 \cdot 10^{17} \text{m}$$

Considerando che un anno luce corrisponde a circa 10^{16} m, il risultato ci dice che il libero cammino medio di un neutrino nel ferro è di poco meno di 40 anni luce. Questi numeri sono indicativi della necessità di avere rivelatori di neutrini di massa enorme.

L'analisi di diversi fenomeni legati all'interazione debole indica che il valore di g , o G_F , è sempre lo stesso per qualsiasi leptone.

Dopo aver definito l'intensità della interazione affrontiamo il problema della modalità di accoppiamento tra leptoni ed i bosoni W e Z^0 . Il punto di partenza è l'analogia con l'interazione elettromagnetica. In quest'ultimo caso, il bosone mediatore dell'interazione è il fotone, che ha spin 1. Il modo di accoppiarsi deve essere tale da prevedere la corretta somma dei momenti angolari tra le particelle interagenti. Senza entrare in dettagli troppo tecnici, posso affermare che questo modo

Parità

La parità di una entità fisica indica come questa si comporta quando si inverte il sistema di coordinate in modo da definire i vettori di posizione con segno negativo. In termini matematici si può definire un operatore di parità \mathcal{P} che applicato all'operatore di posizione \mathbf{r} lo trasforma in $-\mathbf{r}$, ovvero $\mathcal{P}(\mathbf{r}) = -\mathbf{r}$. Gli autovalori dell'operatore parità possono essere solo +1, parità positiva, o -1, parità negativa. La velocità, definita come la derivata della posizione rispetto al tempo, $\mathbf{v} = d\mathbf{r}/dt$, ha parità negativa $\mathcal{P}(\mathbf{v}) = d(-\mathbf{r})/dt = -\mathbf{v}$. Tutte le quantità vettoriali con parità negativa vengono definite come *vettori polari*, anche se, in maniera colloquiale, si tralascia spesso l'aggettivo polare. Anche l'impulso $\mathbf{p} = m\mathbf{v}$, dove m è la massa del corpo considerato, è un vettore polare.

Con vettori polari si possono costruire altre quantità che hanno proprietà di parità differenti. Ad esempio, il prodotto scalare di due vettori polari produce una quantità scalare che ha parità positiva $A = \mathbf{r}_1 \cdot \mathbf{r}_2$, quindi $\mathcal{P}(A) = A$, poiché viene modificato il segno di entrambi i vettori polari. Il prodotto vettoriale di due vettori polari produce un vettore che non cambia segno sotto parità. Un vettore di questo tipo è detto *vettore assiale*. Un tipico vettore assiale è il momento angolare $\mathbf{L} = \mathbf{r} \times \mathbf{p}$. Anche in questo caso, poiché entrambi i vettori assiali che definiscono \mathbf{L} cambiano segno si ha che $\mathcal{P}(\mathbf{L}) = \mathbf{L}$. Il prodotto scalare tra un vettore polare ed uno assiale produce una quantità scalare con parità negativa $\mathcal{P}(\mathbf{L} \cdot \mathbf{r}) = \mathbf{L} \cdot (-\mathbf{r})$. Queste quantità vengono definite *assiali*. La tabella qui sotto riassume quanto detto.

tipologia	parità
scalare	+1
vettore polare	-1
assiale (pseudoscalare)	-1
vettore assiale	+1

di accoppiarsi ricorda, per le proprietà di simmetria rotazionale, quello di un vettore a tre dimensioni. Per questo motivo l'accoppiamento con il fotone è detto di tipo *vettoriale*. Siccome anche i mediatori dell'interazione debole hanno spin 1, la prima ipotesi di proprietà di accoppiamento è quella di tipo vettoriale.

Questa ipotesi è stata messa in crisi dalla scoperta del fatto che, nelle reazioni indotte dall'interazione debole, la parità non è conservata [3]. Nel riquadro riassumo le proprietà di parità di varie entità. Il punto essenziale è il seguente. I diagrammi che ho presentato schematizzano le ampiezze di transizione dei processi in esame. Le probabilità che queste transizioni avvengano sono legate al modulo quadro di queste ampiezze. Se l'interazione debole fosse mediata da un solo tipo di accoppiamento non riveleremmo una violazione di parità. Il valore del quadrato di una quantità rimane uguale sotto l'operazione di cambio di parità. L'operazione di parità ap-

plicata ad una quantità matematica consiste, nel caso di parità negativa, ad un cambio di segno, altrimenti, per parità positiva, non cambia nemmeno quello. In ogni caso, il quadrato di questa quantità mantiene sempre segno positivo.

Nel caso specifico, se l'accoppiamento fosse puramente vettoriale, di tipo V in gergo, la violazione di parità non sarebbe rivelata. D'altra parte, la struttura algebrica dell'accoppiamento con bosoni a spin 1 ammette che l'accoppiamento possa essere anche di tipo pseudo-vettoriale, anche detto vettor-assiale, per questo identificato come A . Tuttavia, anche in questo caso, se questa fosse la sola modalità di accoppiamento non vedremmo alcuna violazione di parità. La violazione di parità avviene solo se entrambi i tipi di accoppiamento sono presenti nell'ampiezza di transizione del processo debole. In questo caso il termine vettoriale cambia di segno ma non quello vettor-assiale. Quadrando la combinazione lineare di questi due termini, il termine

di interferenza ha segno diverso se la parità viene modificata. Esemplicando in formule per chiarire

$$|V + \alpha A|^2 = V^2 + \alpha^2 A^2 + 2\alpha V A , \quad (11)$$

e applicando l'operatore di parità \mathcal{P}

$$\mathcal{P}(|V + \alpha A|^2) = (-V)^2 + \alpha^2 A^2 - 2\alpha V A . \quad (12)$$

La storia della definizione del valore del coefficiente α è un esempio del procedere della scienza moderna. Sono state tratte, e pubblicate, conclusioni errate sia nel valore assoluto sia nel segno relativo, ma il processo è continuato correggendo quanto fatto fino a concordare, verso la fine degli anni '60 del secolo scorso che $\alpha = -1$. Per questo motivo, l'accoppiamento dell'interazione debole è chiamato $V - A$.

Questo modo di accoppiarsi, che implica la massima violazione di parità, ha delle conseguenze importanti per la fisica dei neutrini. Per chiarire questo punto devo introdurre una nuova quantità, detta *elicità*, definita come

$$h = \frac{\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p}}{|\mathbf{p}|} . \quad (13)$$

L'elicità è una quantità pseudo-scalare, vedi riquadro, vale +1 quando $\boldsymbol{\sigma}$, lo spin della particella, è esattamente allineato alla direzione del moto, indicata dalla direzione del suo impulso \mathbf{p} . Vale -1 in caso contrario, e, ovviamente, assume tutti i valori intermedi quando non c'è l'esatto allineamento o anti-allineamento.

L'accoppiamento $V - A$ dell'interazione debole implica che tutti i **tutti i neutrini che interagiscono con la materia abbiano elicità -1, e tutti gli antineutrini elicità +1.**

In realtà la quantità che viene conservata nei processi indotti dall'interazione debole non è l'elicità ma una quantità leggermente differente detta *chiralità* che, al contrario dell'elicità, rimane costante indipendentemente dal sistema di riferimento nella quale si osserva, per questo motivo si dice che è un invariante relativistico. L'affermazione corretta è quindi che per l'accoppiamento $V - A$, sono sensibili all'interazione debole solo le particelle che hanno chiralità -1, sinistrorsa, e le antiparticelle con chiralità +1, destrorsa.

Per particelle prive di massa chiralità ed elicità coincidono. Più precisamente in questo caso,

elicità e chiralità hanno autovalori e autovettori comuni. Quindi alla chiralità sinistrorsa corrisponde elicità sinistrorsa, ovvero con autovalore -1, e viceversa. Da tutto questo ne discende l'affermazione fatta precedentemente per i neutrini, ipotizzandoli privi di massa.

Chiralità ed elicità coincidono solo se la massa della particella è nulla. Nel caso di particelle con massa la chiralità è conservata nei processi di interazione debole, e può venire descritta come combinazione lineare dei due stati di elicità. Per particelle massive la chiralità sinistrorsa è descritta dalla componente di elicità sinistrorsa più una componente di elicità destrorsa tanto maggiore quanto più grande risulta essere la massa della particella.

Le conseguenze empiriche di questo fatto sono numerose e ragguardevoli. Qui menziono quella che, a mio avviso, è la più eclatante, e riguarda il decadimento del pione. Il pione carico π^- è un mesone di spin nullo con una massa di circa 140 MeV ed una vita media di 2.6×10^{-8} secondi. Il decadimento del π^- è

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu , \quad (14)$$

con probabilità del 99.9877 %. Il decadimento

$$\pi^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e , \quad (15)$$

favorito dal punto di vista energetico, e, quindi, anche da quello della densità degli stati finali, avviene solo con percentuali dell'ordine di 10^{-4} . Questo fatto, totalmente anti-intuitivo, viene spiegato solo in termini di elicità, chiralità e accoppiamento $V - A$.

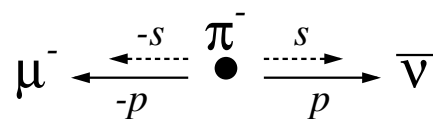


Figura 7: Decadimento del pione.

Analizziamo la conservazione dello spin considerando il decadimento del pione nel suo sistema di riferimento a riposo. Il valore dell'elicità dell'antineutrino, privo di massa, è +1, che implica che il suo spin sia allineato alla direzione del moto. Dato che la somma degli spin, e degli impulsi, deve essere nulla, il leptone carico

si muove in direzione opposta a quella dell'antineutrino, e, anche in questo caso, lo spin ha la stessa direzione del moto, che implica elicità +1. Ma abbiamo visto che l'accoppiamento $V - A$ costringe le particelle a chiralità -1. Se il leptone carico non avesse massa non potrebbe essere prodotto in questo fenomeno. In altre parole, il decadimento del pione è possibile solo perché i leptoni carichi hanno massa a riposo non nulla. La massa, non nulla, genera una differenza nella chiralità, che rimane sempre sinistrorsa, e l'elicità. In altre parole, la funzione d'onda delle particelle con massa, autostato della chiralità con autovalore -1, è composto da una combinazione lineare di autostati di elicità con autovalore -1 e +1, quest'ultima componente tanto maggiore quanto più grande è la massa della particella. Dato che la massa del μ^- è circa 200 volte quella dell'elettrone, la componente di elicità +1 è molto più rilevante, e questo spiega perché il pione decada essenzialmente in muone e relativo antineutrino. In questa visione, se muone ed elettrone non avessero massa il pione sarebbe stabile.

Concetti importanti

In questa *Lezione Mancata* ho cercato di riassumere alcuni fatti che ritengo importanti per la comprensione della fisica dei neutrini e dell'interazione debole. La conoscenza di questi fenomeni, e la loro interpretazione, sono rilevanti per la comprensione degli articoli di questo numero di *Ithaca*. Riassumo qui sotto i concetti chiave della lezione.

- I neutrini sono sensibili solo all'interazione debole. In realtà sono sensibili anche all'interazione gravitazionale che però, nell'ambito della fisica del mondo atomico, nucleare, e sub-nucleare, è trascurabile.
- Ci sono tre tipi di neutrini, ognuno di questi è associato ad un tipo di leptone carico, e^- , μ^- e τ^- . Il numero leptonico è conservato famiglia per famiglia, quindi, quando appare un leptone carico di un certo tipo, deve apparire anche un neutrino dello stesso tipo. Questo implica che i neutrini di un certo tipo possono essere coinvolti in specifiche reazioni non accessibili ad altri tipi di neutrini, e

questo permette di distinguerli. Questo procedimento permette anche di distinguere i neutrini dagli antineutrini.

- La moderna descrizione dei fenomeni di interazione debole è basata sullo scambio di due tipi di bosoni vettori, a spin 1. Il bosone W , carico elettricamente, ha una massa di circa 80 GeV, il bosone Z^0 , elettricamente neutro, ha una massa di circa 91 GeV.
- Il raggio d'azione dell'interazione debole è estremamente corto, dell'ordine di un centesimo di fm, e la sua intensità molto debole. Il libero cammino medio di un neutrino nel ferro è dell'ordine di qualche decina di anni luce.
- Proprio per il suo piccolo raggio d'azione e per la debolissima intensità, l'interazione debole non sarebbe identificabile se non producesse fenomeni attribuibili esclusivamente alla sua presenza. L'interazione debole è la sola che può modificare il sapore dei quark, e anche quello dei leptoni. Nei processi di interazione debole la parità non viene conservata.
- Il modo di accoppiamento dei bosoni mediatori dell'interazione, $V - A$, implica che solo particelle con chiralità sinistrorsa, e antiparticelle con chiralità destrorsa, sono sensibili all'interazione debole. Dato che per particelle con massa nulla chiralità ed elicità coincidono, ne consegue che neutrini privi di massa possono essere identificati solo se il loro spin è antialineato alla direzione del moto, elicità sinistrorsa. Il contrario per gli antineutrini.

Questi fatti sono, al momento, ben accertati, ma non escludono possibilità alternative che possono modificare il quadro presentato. Ad esempio, è ormai accettato il fenomeno dell'oscillazione di sapore dei neutrini, che viene spiegato, nella maniera più semplice, con l'esistenza di una massa a riposo per i neutrini. Questo fatto implica anche che possano esistere dei neutrini con elicità +1, con quali conseguenze? Non si esclude l'esistenza di neutrini con chiralità +1, ma come potremmo identificare la loro presenza se non interagiscono con la materia nella modalità $V - A$?

Nonostante le difficoltà di rivelazione, oggi la fisica del neutrino si sta trasformando in una scienza di precisione, ovvero nella quale lo scopo non è tanto quello della scoperta del fenomeno, ma quello della misura precisa di quantità necessarie per la descrizione del fenomeno stesso. Nel passato l'interazione debole, ed i neutrini in particolare, hanno sconvolto molte delle nostre aspettative, quindi attendiamoci ancora qualche sorpresa.



- [1] C. D. ELLIS, W. A. WOOSTER: "The average energy of disintegration of Radium E", *Proc. Roy. Soc. A* **117** (1927) 109.
- [2] L. MEITNER, W. Z. ORTHMANN: "Über eine absolute Bestimmung der Energie der primären β -Strahlen von Radium E", *Z. Phys.* **60** (1930) 143.
- [3] C. S. WU, E. AMBLER, R. W. HAYWARD, D. D. HOPPES, R. P. HUDSON: "Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay", *Phys. Rev.* **105** (1957) 1413 - 1414.
- [4] G. DANBY, J.-M. GAILLARD, K. GOULIANOS, L. M. LEDERMAN, N. B. MISTRY, M. SCHWARTZ, J. STEINBERGER: "Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos", *Phys. Rev. Lett.* **9** (1962) 36-44.
- [5] F.J. HASERT ET AL.: "Search for elastic muon-neutrino electron scattering", *Phys. Lett. B* **46** (1973) 121-124.

- [6] M. L. PERL ET AL.: "Evidence for Anomalous Lepton Production in $e^+ e^-$ Annihilation", *Phys. Rev. Lett.* **35** (1975) 1489.
- [7] K. KODAMA ET AL.: "Observation of τ neutrino interactions", *Phys. Lett. B* **504** (2001) 218.
- [8] G. ARNISON ET AL.: "Experimental observation of isolated large transverse energy electrons with associated missing energy at $\sqrt{s}=540$ GeV", *Phys. Lett. B* **122** (1983) 103-116.
- [9] M. BANNER ET AL.: "Observation of single isolated electrons of high transverse momentum in events with missing transverse energy at the CERN $\bar{p}p$ collider", *Phys. Lett. B* **122** (1983) 476-486.
- [10] G. ARNISON ET AL.: "Experimental observation of lepton pairs of invariant mass around 95 GeV/c² at the CERN SPS collider", *Phys. Lett. B* **126** (1983) 398-410.
- [11] K. S. KRANE: *Introductory Nuclear Physics*. John Wiley and Sons, New York (1988).
- [12] B. POVH, K. RITH, C. SCHOLZ, F. ZETSCHKE: *Particelle e nuclei: un'introduzione ai concetti fisici*. Bollati Boringhieri (Torino). 1998



Giampaolo Co': Professore associato di Fisica Nucleare presso l'Università del Salento si occupa di teorie a molti corpi applicate allo studio della struttura dei nuclei atomici.

