

Ulteriori connessioni matematico-teoriche tra Teoria Neutrinica,
Teoria sui Mesoni e Teoria di Stringa.

Teoria Neutrinica, Teoria sui Mesoni e Teoria di Stringa: connessioni.

Come abbiamo già trattato nel precedente articolo "Connessioni tra Teoria Neutrinica e Teoria di Stringa", il campo gravitazionale descritto dalla Teoria Neutrinica è di natura elettromagnetica risultando dalla sottrazione contemporanea dallo spazio che circonda l'atomo, di uguali quantità di carica elettrica, positiva e negativa, secondo l'equazione ($e^+ + e^-$), la prima assorbita dalle particelle negative, elettroni e mesoni negativi, la seconda da quelle positive, protoni, che insieme costituiscono l'atomo neutro. Le leggi di formazione delle particelle semplici di materia (elettrone, protone e mesoni) e delle radiazioni (fotoni), si esprimono secondo le formule (2) e (3) del precedente articolo su menzionato, dove D e (λ) rappresentano le lunghezze fisiche dell'asse di simmetria lineare delle particelle di materia, quindi anche dei mesoni, e dei fotoni. La meccanica dell'azione gravitazionale si identifica con quella delle forze coulombiane, essendo: $(1/2eom)$ la carica elettromagnetica ($1/2e^+ + 1/2e^-$) sottratta allo spazio per ogni coppia protone-mesone negativo; $(Vp/Vo) = 1,142.10$ elevato alla 27-ma potenza il numero dei neutrini conglobati nel Volume Vp di ogni singolo protone, dai quali viene assorbita in complesso la carica $(1/2e^+)$; $n/2$ e $n'/2$ il numero degli accoppiamenti protone-mesone negativo costituenti le masse M ed M' i cui campi, limitatamente alle semisfere interne, interagiscono; $-(1/2eom)/(Vp/Vo)d$ il valore del potenziale gravitazionale alla distanza d di interazione. Avremo, in definitiva: $Fg = n/2 (1/2eom)/(Vp/Vo)d \times n'/2(1/2eom)/(Vp/Vo)d$.

Teoria sui mesoni. (tratto da "Conferenze di Fisica Atomica" E. Fermi - Accademia Nazionale dei Lincei, 1950).

L'idea del mesone fu introdotta nel 1935 per la prima volta in base ad una considerazione teorica da un fisico giapponese, Yukawa, il quale propose una teoria in cui ipoteticamente ammise l'esistenza di questa particella per spiegare la natura delle forze nucleari. E' interessante analizzare il motivo per il quale una particella, con una massa abbastanza considerevole come il mesone, si adatta a spiegare forze di piccolo raggio di azione come le forze nucleari. Riferiamoci innanzi tutto, come base, al campo elettromagnetico. Se consideriamo due particelle A e B, ad una certa distanza tra loro, le forze elettriche a cui esse sono sottoposte vengono trasmesse da un campo ed è possibile affermare che la particella A produce attorno a sè un campo elettrico entro cui verrà a trovarsi la particella B che in tal modo risulta assoggettata alla sua azione (e viceversa). Il campo è quindi l'intermediario che trasmette la forza tra le due particelle. Ora le forze elettriche sono forze di lunga portata, che arrivano a grande distanza; decrescono bensì con la distanza, ma soltanto con il quadrato di essa, quindi con una legge abbastanza lenta, cossicchè anche particelle lontane interagiscono tra loro. Ma non così le forze nucleari, le quali sono di natura tale che possono agire soltanto se le due particelle sono vicinissime (ad una distanza dell'ordine di grandezza di 10^{-13} cm, cioè ad una distanza centomila volte più piccola del raggio dell'atomo); quindi, le forze nucleari sono forze di corta portata. Il meccanismo, tuttavia, si può considerare analogo a quello svolto per il campo elettromagnetico, cioè è possibile immaginare che anche forze di così corta portata siano trasmesse da un campo. Come il campo elettrico ha i suoi fotoni, che sono dei quanti di energia elettromagnetica, così essendo questa una proprietà generale di tutti i campi, il campo delle forze nucleari avrà il suo analogo dei fotoni che chiameremo mesoni. Questi quanti per Yukawa devono avere una massa relativamente grande, analizziamo la ragione di ciò. Si considerino due particelle, un protone ed un neutrone, ad una certa distanza tra loro; ognuna di esse si circonda del proprio campo, il quale dovrà agire sull'altra. Circondarsi del proprio campo vuol dire emettere dei quanti di questo campo e quindi le particelle emetteranno dei mesoni; ma emettere un mesone costa energia e se esso ha una massa M , l'energia richiesta per la sua sola creazione sarà data dalla (1), dove c è la velocità della luce. Nella meccanica quantistica si può prendere, in un certo senso, dell'energia a prestito, a patto però che la scadenza sia molto breve. Praticamente, se si vuol prendere a credito una certa quantità di energia, per esempio Mc^2 , secondo la relazione di Einstein, questo si può fare ma solo per un tempo dell'ordine di grandezza dato dalla (2) dove h è la costante di Planck.

Dalla (2) si vede che se si vuol prendere a credito una grossa energia il termine del credito deve essere corto perchè l'energia che si prende a credito sta al denominatore; la (2) rappresenta quindi il tempo in cui il mesone può stare fuori dal nucleo nello spazio libero. Se allora si suppone che la velocità di questo mesone libero sia la massima velocità a cui una

particella possa muoversi, cioè la velocità della luce, si vede che la massima distanza a cui esso può arrivare prima di essere richiamato per saldare il debito è data, come ordine di grandezza, dal prodotto del tempo per la velocità massima con cui la particella può muoversi, quindi dalla (3). La (3) esprime il raggio di azione delle forze nucleari. Se si vogliono allora rappresentare le forze nucleari, si deve ammettere che la distanza (3) debba essere appunto dell'ordine di grandezza di 10^{13} elevato alla meno 13 (che è il valore sperimentale del raggio di azione di queste forze) e siccome sia la costante di Planck che la velocità della luce sono note, si può ricavare la massa del mesone o almeno il suo ordine di grandezza. Yukawa arrivò alla conclusione che, se c'era qualcosa di vero, almeno dal punto di vista qualitativo, dovevano esistere certe particelle la cui massa doveva essere dell'ordine di grandezza di 200 o 300 volte la massa dell'elettrone. Un mesone positivo o negativo si arresta in un blocco di materia. Se positivo, non potrà entrare nei nuclei specialmente da fermo in quanto la repulsione elettrica lo tiene all'infuori di essi, lasciandolo praticamente nello spazio libero. Qui, dopo un tempo dell'ordine del milionesimo di secondo, disintegra emettendo un elettrone. Se il mesone è negativo, esso verrà attratto dai nuclei degli atomi in mezzo ai quali si ferma, ed in tal caso cadrà molto rapidamente in uno di essi. Se questo mesone ha le stesse caratteristiche della particella di Yukawa e cioè se è proprio il quanto che determina le forze nucleari, l'interazione con i nuclei sarà così violenta che esso sarà da questi assorbito in un tempo dell'ordine di 10^{22} secondi. Le esperienze di Conversi, Pancini e Piccioni dimostrarono che il mesone in particolari circostanze sparisce effettivamente, ma ciò dopo un tempo relativamente grande, rivelando in tal modo una interazione con i nuclei piuttosto piccola: questa infatti è circa un milione di milioni di volte più piccola di quella che ci si attende dal mesone di Yukawa.

Fu in seguito, nei lavori di Powell ed Occhialini, che si mise in evidenza il fatto che esistono due specie di mesone, una con le caratteristiche del mesone di Yukawa, ed un'altra che si osserva più comunemente nella radiazione cosmica. Questi autori mostrarono inoltre che il primo tipo, cioè il mesone chiamato pi greco, si converte spontaneamente nell'altro mesone, chiamato mesone mu.

Il mesone mu è quello, dei due mesoni, che non interagisce fortemente con la materia nucleare. Le osservazioni sperimentali mostrano che quando un mesone mu si ferma lontano dai nuclei della materia, cioè nel vuoto (il che avviene segnatamente per i mesoni mu positivi che sono tenuti lontani dai nuclei dalla repulsione coulombiana), ben presto emette spontaneamente un elettrone, positivo o negativo a seconda del segno della carica del mesone stesso, e dotato di grande energia cinetica. Ma, naturalmente, ciò non basta. Per rimettere le cose a posto occorre ammettere che esista una compensazione per la quantità di moto portata via dall'elettrone: non è una sola particella quella che serve a ristabilire il bilancio della quantità di moto, ma vengono emesse almeno due particelle e viene assunto che siano tutte e due neutrini. Concludendo, potremo dunque indicare la relazione in esame con l'espressione (4), cioè mesone mu positivo o negativo --> elettrone positivo o negativo + 2 neutrini. Anche l'altro mesone, il mesone pi greco, può disintegrarsi. Un mesone pi greco, che, arrivato alla fine del suo percorso, si disintegra, emettendo, in una direzione qualsiasi, un secondo mesone avente una notevole energia cinetica, e riconoscibile per un mesone del tipo mu.

Anche qui, naturalmente, occorre salvaguardare il bilancio della quantità di moto; ed anche qui è possibile ammettere che la particella emessa in direzione opposta, a compensazione della quantità di moto, sia di nuovo un neutrino. E in questo caso si osserva che il mesone mu viene emesso sempre con la stessa energia: ciò indica che in questo caso viene presumibilmente emesso un solo neutrino. Possiamo dunque scrivere la relazione (5), cioè mesone pi greco --> mesone mu + neutrino. Prendiamo ora la disintegrazione del mesone pi greco, secondo la relazione (6) che abbiamo scritto con la doppia freccia, per indicare la possibilità della reazione inversa. L'equazione rappresenta la possibilità di una transizione del sistema da uno stato iniziale, in cui è presente un mesone pi greco, che in generale sarà dotato di una certa velocità, e potrà quindi descriversi mediante il suo vettore quantità di moto, ed uno stato finale, in cui sono presenti due particelle, entrambe diverse da quella originaria, e dotate di certe quantità di moto, in direzione generalmente diverse da quella del mesone primario.

Già dalle espressioni (4) e (5) è possibile notare chiaramente le correlazioni esistenti tra mesoni e neutrini, quindi tra mesoni e Teoria Neutrinica. Da quanto finora detto è realistico ipotizzare che un mesone mu, che scaturisce dalla somma di un elettrone (positivo o negativo) e due neutrini, si produca quando i due neutrini, formati ciascuno da un positrono ed un elettrone, si vanno a sommare ad un elettrone positivo o negativo. E' importante evidenziare, inoltre, che anche l'elettrone (positivo o negativo) per la Teoria Neutrinica non è altro che una "linea di neutrini polarizzati" e precisamente elettrini.

La legge di formazione di un mesone è espressa dalla relazione (2) dell'articolo "Connessioni tra Teoria Neutrinica e Teoria di Stringa" (cioè l'articolo precedente) che come vedemmo è correlata all'azione di superstringa (che contiene anche

fermioni, essendo il neutrino ed il mesone mu dei fermioni), quindi con il membro di destra della (6) dell'articolo precedente.

Scegliamo adesso come esempio di applicazione la conversione di un mesone pi greco in un mesone mu ed un neutrino secondo la relazione (5).

Delle tre particelle coinvolte nella reazione si ritiene che il mesone pi greco obbedisca alla statistica di Bose-Einstein, mentre il mesone mu ed il neutrino obbedirebbero al principio di Pauli. (Secondo la versione moderna, quindi, il mesone mu ed il neutrino debbono considerarsi fermioni). E' possibile esprimere direttamente la probabilità di transizione, mediante una formula che contiene una sola costante empirica f , quella che compare nell'espressione dell'elemento di matrice H . E' opportuno adesso soffermarsi per mostrare l'analogia di questo coefficiente con la carica elettrica. In un fenomeno di carattere elettromagnetico, l'interazione si può rappresentare sostanzialmente mediante il prodotto della densità di carica (ρ) per il potenziale V , integrato su tutto lo spazio, quindi con la formula (7). La densità di carica si può scrivere come il prodotto della carica dell'elettrone per il quadrato del modulo della funzione d'onda dell'elettrone stesso, secondo la formula (8). Introducendo la (8) nella (7) si ottiene, per l'energia di interazione la formula (9); questa rappresenta la perturbazione dell'energia di uno stato stazionario dell'elettrone dovuta all'interazione dell'elettrone stesso con il potenziale V . Nel caso che si voglia trattare, invece, un problema di transizione da uno stato all'altro, le regole della meccanica quantistica insegnano che al modulo quadrato della funzione d'onda corrispondente allo stato stazionario va sostituito il prodotto della funzione d'onda dello stato finale (ψ_f) per il complesso coniugato della funzione d'onda (ψ_i) dello stato iniziale; mentre al potenziale d'interazione V si può sostituire la funzione d'onda (ψ_γ) del fotone che viene emesso nella transizione; l'elemento di matrice della transizione risulta dunque rappresentato dall'espressione (10), dove il coefficiente " e " rappresenta la carica dell'elettrone. Questa si presenta dunque come il coefficiente che determina l'intensità dell'interazione tra l'elettrone ed il campo elettromagnetico. Se invece di un elettrone avessimo considerato un protone, avremmo ottenuto un risultato analogo, ed il coefficiente sarebbe stato lo stesso, ammettendo che la carica elettrica del protone sia la stessa di quella dell'elettrone. (Notiamo come anche il protone, in termini di Teoria Neutrinica, sia una "linea di neutrini polarizzati" e precisamente di positrini). Nel caso della reazione espressa dalla (5), l'elemento di matrice si scrive con l'espressione integrale (11); il coefficiente f ha dunque per il fenomeno in esame un significato analogo a quello posseduto dalla carica elettrica per i fenomeni elettromagnetici ed anzi ha addirittura le stesse dimensioni della carica. L'integrale (11) si può calcolare agevolmente. Siccome la quantità di moto deve essere conservata, l'integrazione dei fattori dipendenti dalle coordinate spaziali fornisce semplicemente il volume " Ω ". (E' importante ricordare che le particelle in esame vengono considerate non come libere di muoversi in uno spazio infinito, ma chiuse in una "scatola", un dominio, di dimensioni finite e di volume " Ω ", che si fa poi tendere all'infinito in tutte le direzioni. Si trova così che per ogni valore finito di " Ω ", gli stati finali costituiscono una successione discreta per la quale è possibile definire una densità " n " finita). Per i valori assoluti delle funzioni d'onda possiamo usare le espressioni (11b) e (11c), tenendo conto del fatto che il mesone pi greco va considerato come un "bosone", cioè come una particella che obbedisce alla statistica di Bose-Einstein, mentre mesone mu e neutrino obbediscono al principio di esclusione di Pauli (o in termini moderni alla statistica di Fermi-Dirac, e sono quindi considerati "fermioni". Le formule (11b) e (11c), inoltre, rappresentano, rispettivamente, il modulo dell'ampiezza della funzione di onda per una particella di energia totale W che obbedisce alla statistica di Bose-Einstein, e la funzione d'onda che rappresenta, nella "scatola" di volume " Ω ", una particella A). In formule abbiamo l'espressione (12), dove per l'energia $W(\pi \text{ greco})$ del mesone pi greco abbiamo posto l'energia di quiete $m(\pi \text{ greco})c^2$ supponendo che, nello stato iniziale, il mesone pi greco sia fermo.

Il mesone pi greco se è considerato un bosone, secondo la Teoria Neutrinica è soggetto alla legge (3) del precedente articolo, che a sua volta è connessa con l'azione di stringa bosonica, quindi con il membro di sinistra della (6) del precedente articolo. Ma se il mesone pi greco scaturisce dalla "somma" di un mesone mu e di un neutrino, ed il mesone mu dalla "somma" di un elettrone, positivo o negativo, e di due neutrini, diviene chiara la relazione che fa derivare i fermioni dai bosoni e viceversa ed è avvalorata ulteriormente la relazione del modello Palumbo applicata alla teoria di stringa, espressa dalla (6) del precedente articolo. Quest'ultima relazione è perfettamente correlabile anche con la (12), difatti il membro di sinistra di tale equazione è connesso con l'azione di superstringa, mentre il membro di destra con l'azione di stringa bosonica.

Per calcolare la probabilità di transizione occorre ancora trovare l'espressione della densità " n " degli stati finali. Detta dunque $p(\mu)$ la quantità di moto del neutrino, il numero dN degli stati finali si ottiene dividendo per il cubo della costante di Planck h il volume dello spazio delle fasi corrispondenti ad una quantità di moto compresa tra p_v e $p_v + dp_v$ ed ad una posizione della particella interna alla "scatola" " Ω ", avremo quindi la (13), e la densità n degli stati si ottiene

dividendo dN per l'intervallo di energia $dE = c dpv$ e avremo così la (14). Il valore della probabilità di transizione $1/\tau$ sarà dato dalla (15). Tenendo conto anche della quantità di moto del mesone che avevamo trascurato, il risultato viene leggermente modificato per l'aggiunta di un fattore numerico prossimo ad 1. Si ha in tal modo la formula (16), dove $v(\mu)$ è la velocità con cui viene emesso il mesone μ , che è abbastanza piccola rispetto alla velocità "c" della luce. E' importante evidenziare, infine, che il valore di f ha le dimensioni di una carica elettrica.

Un calcolo analogo al precedente può essere sviluppato per molte altre reazioni; e in tutte le reazioni in cui è essenzialmente la carica elettrica che determina la interazione compare lo stesso coefficiente "e", perchè tutte le particelle elementari conosciute, pur essendo essenzialmente diverse per tutte le loro altre caratteristiche, quando sono cariche (come il protone, il mesone, l'elettrone) hanno sempre la stessa carica, positiva o negativa, ma invariabile in valore assoluto.

Esistono tre reazioni di carattere non elettromagnetico, nelle quali la costante di interazione ha le stesse dimensioni. Queste tre reazioni sono schematicamente rappresentate dalle formule (17), (18) e (19). La prima è la transizione beta dei nuclei; la seconda è la disintegrazione del mesone μ , con vita media $\tau = 2.1 \times 10^{-6}$ secondi. La terza è quella secondo cui un mesone μ negativo verrebbe assorbito da un protone, che si trasformerebbe in un neutrone, con emissione di un neutrino. Anche in quest'ultimo caso notiamo la chiara connessione con la Teoria Neutrinica, in quanto un protone "sommato" ad un mesone μ negativo produce un neutrone, che può benissimo essere pensato come una "linea di neutrini polarizzati" identicamente al protone, ed un neutrino.

Arrivati a questo punto è evidente che venga rafforzata l'ipotesi, dal punto di vista della Teoria Neutrinica, che sia il neutrino la particella fermionica fondamentale formato da due cariche eteronime definite positrino quella positiva ed elettrino quella negativa, particella da cui deriverebbero tutte le altre sia fermioniche che bosoniche, come abbiamo visto in questo articolo per il mesone. Dal punto di vista della Teoria di Stringa, quanto appena evidenziato conferma e rafforza la formula (6) del precedente articolo che mette in relazione azione di stringa bosonica con azione di superstringa, in cui sono compresi anche i fermioni e ci fornisce un'ulteriore prova che da uno o più fermioni, come appunto sono i neutrini, possano scaturire altri fermioni o bosoni e viceversa.

Nardelli Prof. Michele

Bibliografia e Ringraziamenti

Ringrazio, come per il precedente articolo, il Dott. Giovanni Borello per avermi portato a conoscenza degli studi condotti dall'insigne scienziato Don Luigi Borello senza i quali questo secondo lavoro non sarebbe mai venuto alla luce. Per chi intendesse approfondire l'argomento rimandiamo il lettore all'interessantissimo volume dello scienziato Don Luigi Borello "Come le pietre raccontano" - Gribaudo Editore, in cui è esposta la Teoria Neutrinica e al sito www.donluigiborello.it. Riguardo, invece, la Teoria sui Mesoni alle "Conferenze di Fisica Atomica" del geniale fisico Enrico Fermi, contenute in "Note e Memorie vol II" - Accademia Nazionale dei Lincei, 1965.

Appendice Matematica.

$$E = Mc^2 (1) \quad t = \frac{h}{Mc^2} (2) \quad d = \frac{h}{Mc} (3) \quad \mu^\pm \rightarrow e^\pm + 2\nu (4) \quad \pi \rightarrow \mu + \nu (5) \quad \pi \leftrightarrow \mu + \nu (6) \quad \int \rho V d\tau (7) \quad \rho = e|\psi|^2 (8)$$

$$e \int |\psi|^2 V d\tau (9) \quad e \int \psi_e^* \psi_e \psi_\nu d\tau (10) \quad H = f \int \psi_x^* \psi_\mu \psi_\nu d\tau (11) \quad |\psi| = \frac{\hbar c}{\sqrt{2\Omega W}} (11b) \quad \psi_A = b e^{\frac{i}{\hbar} p \cdot r} (11c)$$

$$H = f \int \psi_x^* \psi_\mu \psi_\nu d\tau = f |\psi_x| |\psi_\mu| |\psi_\nu| \int d\tau = f \Omega \frac{\hbar c}{\sqrt{2\Omega m_x c^2}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\Omega}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\Omega}} = \frac{f \hbar}{\sqrt{2\Omega m_x}} (12)$$

$$dN = \frac{4\pi p_\nu^2 dp_\nu \Omega}{8\pi^3 \hbar^3} (13) \quad n = \frac{dN}{dE} = \frac{p_\nu^2 \Omega}{2\pi^2 \hbar^3 c} (14) \quad \frac{1}{\tau} = \frac{f^2}{2\pi \hbar^2 c m_x} p_\nu^2 (15) \quad \frac{1}{\tau} = \frac{f^2}{2\pi \hbar^2 c m_x} \frac{p_\nu^2}{1 + \frac{v_\mu}{c}} (16)$$

$$N \rightarrow P + e + \nu (17)$$

$$\mu^\pm \rightarrow e^\pm + 2\nu (18)$$

$$P + \mu^- \rightarrow N + \nu (19)$$