

# Fisica Nucleare e Subnucleare

Cesare Sabattini Manginella

December 24, 2024

## Abstract

## 1 Introduzione

ATTENZIONE: formulario ancora in fase di sviluppo. Alcune informazioni potrebbero essere incomplete o errate.

## 2 Momento angolare

### 2.1 Momento angolare orbitale

Si definisce momento angolare orbitale, nella rappresentazione di Shrodienger, l'operatore:

$$\hat{L} = \hat{r} \times \hat{p} \quad (1)$$

per il quale valgono le seguenti regole di commutazione:

$$\begin{cases} [\hat{L}_i, \hat{L}_j] = i\hbar\epsilon_{ijk}\hat{L}_k \\ [\hat{L}^2, \hat{L}_i] = 0 \end{cases} \quad (2)$$

$L_z$  (per convenzione) e  $L^2$ , commutando, sono diagonalizzabili simultaneamente, ossia formano un insieme completo di osservabili.

Lo spazio degli stati è dunque generabile dalle armoniche sferiche, che diagonalizzano  $L^2$  e  $L_z$ :

$$Y_l^m(\theta, \phi) = (-1)^m \sqrt{\frac{2l+1}{4\pi} \frac{(l-m)!}{(l+m)!}} P_l^m(\cos \theta) e^{im\phi} \quad (3)$$

con autovalori tali che:

$$\begin{cases} \hat{L}^2 Y_l^m(\theta, \phi) = \hbar^2 l(l+1) Y_l^m(\theta, \phi) \\ \hat{L}_z Y_l^m(\theta, \phi) = \hbar m Y_l^m(\theta, \phi) \\ |m| \leq l \\ \hat{P} Y_l^m(\theta, \phi) = (-1)^l Y_l^m(\theta, \phi) \end{cases} \quad (4)$$

Nei sistemi che studieremo, le funzioni d'onda saranno prodotti tensoriali di funzioni radiali, armoniche sferiche e funzioni di spin. Dunque la degenerazione sarà determinata da 4 numeri:  $n$ ,  $l$ ,  $m$ ,  $s$ .

## 2.2 Momento angolare di spin

Il momento angolare di spin è una proprietà intrinseca delle particelle elementari. Nella rappresentazione di Shroedinger, è esprimibile operatorialmente come un'osservabile analoga al momento angolare orbitale. Lo spin definisce un ulteriore grado di libertà per lo stato del sistema, motivo per cui la funzione d'onda è fattorizzabile in un prodotto tensoriale di funzioni radiali, armoniche sferiche e funzioni di spin. Il momento angolare totale è dunque dato da una somma "operatoriale" di  $\hat{L}$  e  $\hat{S}$ .

## 2.3 Momento angolare totale

La somma di due momenti angolari generici  $J_1$  e  $J_2$  è un operatore tale che:

$$\begin{cases} \hat{J} = \hat{J}_1 + \hat{J}_2 \\ \hat{J}^2 \psi = j(j+1) \hbar^2 \psi & |j_1 - j_2| \leq j \leq j_1 + j_2 \\ \hat{J}_z \psi = m_j \hbar \psi & m = m_{j_1} + m_{j_2} \quad |m_j| \leq j \end{cases} \quad (5)$$

Per esempio, sommando due particelle a spin  $1/2$ , posso ottenere quattro stati possibili:

$$\begin{cases} |\uparrow\uparrow\rangle & j = 1 & m = 1 \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\rangle) & j = 1 & m = 0 \\ |\downarrow\downarrow\rangle & j = 1 & m = -1 \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\downarrow\rangle - |\downarrow\uparrow\rangle) & j = 0 & m = 0 \end{cases} \quad (6)$$

La base degli autostati dello spin totale è dunque data da 4 ket, da cui è ottenibile ogni altro stato, mediante combinazioni lineari normalizzate. Gli stati di spin totale nullo sono detti "singletti", mentre quelli aventi spin totale 1 sono detti "tripletti". E' fondamentale notare che gli stati di spin totale nullo sono antisimmetrici rispetto allo scambio di particelle, mentre quelli di spin totale 1 sono simmetrici. Ciò si riflette sui possibili stati assumibili da particelle identiche:

- Bosoni: stati simmetrici, ossia tali che  $\psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \psi(\vec{r}_2, \vec{r}_1)$
- Fermioni: stati antisimmetrici, ossia tali che  $\psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = -\psi(\vec{r}_2, \vec{r}_1)$

Nei modelli nucleari bisognerà dunque tenere conto del fatto che i nucleoni sono fermioni. Per quanto riguarda lo spin nucleare totale è dunque possibile affermare che:

- Se A è pari, lo spin nucleare totale è intero
- Se A è dispari, lo spin nucleare totale è semi-intero

### 3 Momento magnetico

In fisica classica, per una carica puntiforme in moto circolare uniforme, si definisce il momento magnetico:

$$\vec{\mu} = \frac{q}{2m} \vec{L} \quad (7)$$

Mediante il principio di corrispondenza, si definisce il momento magnetico di una particella quantistica come:

$$\vec{\mu} = \frac{Q}{2M} g \hbar \vec{S} \quad (8)$$

dove g è il fattore giromagnetico. Si definiscono per comodità i magnetoni di Bohr e nucleare:

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e} \quad \mu_N = \frac{e\hbar}{2m_p} \quad (9)$$

#### 3.1 Momento magnetico totale

Il momento magnetico totale è dato da <sup>1</sup>:

$$\begin{cases} \vec{\mu}_J = \vec{\mu}_L + \vec{\mu}_S \\ \vec{\mu}_J = g_J \mu_B \vec{J} \\ g_J = g_L \frac{j(j+1) + l(l+1) - s(s+1)}{2j(j+1)} + g_S \frac{j(j+1) + s(s+1) - l(l+1)}{2j(j+1)} \end{cases} \quad (10)$$

---

<sup>1</sup>Il calcolo completo del fattore di Landé  $g_J$  verrà inserito successivamente (forse)

## 4 Deutone

Il deutone è il nucleo dell'isotopo di idrogeno avente un protone e un neutrone, dunque rappresenta il più semplice stato nucleare legato. Le principali proprietà utili a livello concettuale sono:

- Lo spin totale è intero, dunque il deutone è un bosone. In notazione spin-parità:

$$J^P = 1^+ \quad (11)$$

- In natura si osservano stati legati con  $s=1$ ,  $l=0,2$ . Non si osservano stati con  $s=0$ . Si evince che lo spin sia fondamentale nella determinazione del potenziale atomico.
- Non esistono stati  $pp$  o  $nn$ . Questo perché un nucleo simile definirebbe un sistema di particelle fermioniche identiche, dunque la sua funzione d'onda sarebbe antisimmetrica. Ma contemporaneamente sarebbe un bosone, che è assurdo.
- Il momento magnetico tale è dato da:

$$\mu_d = g_s \mu_n S = g_p \mu_n S_p + g_n \mu_n S_n \quad (12)$$

Se  $S=1$  e  $L=0$ , si ottiene  $\mu_D = 0,879\mu_N$ , mentre si osserva sperimentalmente  $\mu_D = 0,857\mu_N$ . Ciò è dovuto al fatto che bisogna considerare un termine di correzione relativo allo stato con  $L=2$ .

### 4.1 Modello a buca di potenziale del deutone

Ipotizzo che valga il seguente potenziale:

$$V(r) = \begin{cases} -V_0 & 0 < r < R \\ 0 & r \geq R \end{cases} \quad (13)$$

L'equazione di Shroedinger del sistema stazionario agli autovalori dell'Hamiltoniano è:

$$\begin{cases} -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi + V(r) \psi = E \psi & 0 < r < R \\ -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi = E \psi & r \geq R \end{cases} \quad (14)$$

La soluzione è del tipo:

$$\psi(r, \theta, \phi) = \frac{u(r)}{r} Y_l^m(\theta, \phi) \quad (15)$$

Analizzando il caso in cui  $l=0$  (lo spin naturalmente non influisce in questa equazione, per via della fattorizzazione della funzione d'onda), l'equazione di Shroedinger si riduce a:

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{d^2 u(r)}{dr^2} + V(r)u(r) = Eu(r) \quad (16)$$

con  $\mu$  massa ridotta del sistema. L'intero calcolo è riportato nei calcoli integrativi (da inserire da OneNote). Questo approccio, esteso ad un numero maggiore di nucleoni, costituisce il modello nucleare di gas di fermioni, analizzato nella seguente sezione.

## 5 Modelli nucleari

### 5.1 Modello a gas di fermioni

Per spiegare i termini 4 e 5 del modello a goccia, viene introdotto il modello di nucleo come gas fermionico, fondato sui seguenti enunciati:

- L'interazione di legame è a corto raggio ( $\simeq R$ ).
- L'interazione reciproca è determinata unicamente dalle particelle a contatto. Ne segue una densità volumetrica uniforme.
- La media delle forze di interazione è zero se non sulla superficie, ove è centrale.

riassumibili nel sunto:

*Il nucleo è un insieme di fermioni soggetti ad un potenziale uniforme e tridimensionalmente sferico.*

Ne segue che, quantisticamente,

- $\psi(r, t) = 0$  per  $r \geq R$ .
- Ciò comporta la quantizzazione di Energia e lunghezza d'onda.
- Si forma una distribuzione di livelli energetici in cui è possibile inserire solo un protone ed un neutrone ciascuno. Essi sono occupati ordinatamente fino al livello di Fermi.

Considerando per semplicità una buca di potenziale cubica, la funzione d'onda deve essere del tipo:

$$\psi(\vec{r}, t) = A \sin\left(\frac{p_x x}{\hbar}\right) \sin\left(\frac{p_y y}{\hbar}\right) \sin\left(\frac{p_z z}{\hbar}\right) e^{-iEt/\hbar} \quad (17)$$

da cui, imponendo la condizione di annullamento in corrispondenza della superficie, si ricava la quantizzazione della quantità di moto:

$$p_i = \frac{n_i \pi \hbar}{L} \quad (18)$$

Dunque l'energia per nucleone deve valere:

$$E = \frac{p^2}{2m} = \frac{\hbar^2}{2m} \left( \frac{n_x^2}{L^2} + \frac{n_y^2}{L^2} + \frac{n_z^2}{L^2} \right) \quad (19)$$

Segue l'espressione della funzione d'onda per nucleone:

$$\psi(\vec{r}, t) = \sqrt{\frac{8}{L^3}} \sin\left(\frac{n_x \pi x}{L}\right) \sin\left(\frac{n_y \pi y}{L}\right) \sin\left(\frac{n_z \pi z}{L}\right) e^{-iEt/\hbar} \quad (20)$$

Ci si chiede ora quanti stati quantici siano disponibili al di sotto di un certo livello energetico, considerando che sia  $n_i$  che  $E$  sono funzioni delle quantità di moto  $p_i$ . Data la discretizzazione dello spazio degli impulsi, con volume elementare pari a  $\frac{\hbar\pi}{L}$ , si ha che il numero di stati quantici disponibili è pari al rapporto tra il volume dell'ottante positivo della sfera di raggio  $P$  prefissato e il volume elementare:

$$N = \frac{1}{8} \frac{4}{3} \pi P^3 \left( \frac{L}{\pi\hbar} \right)^3 = \frac{V}{6\pi^2\hbar^3} P^3 \quad (21)$$

a cui vanno sottratti gli stati con quantità di moto giacente sui piani coordinati:

$$n_0 = 3 \frac{\frac{1}{4} \pi P^2}{\left( \frac{\pi\hbar}{L} \right)^2} = \frac{S}{8\pi\hbar^2} P^2 \quad (22)$$

con  $S$  superficie del cubo di potenziale. Infine il numero di stati quantici disponibili è pari a:

$$N = \frac{V}{6\pi^2\hbar^3} P^3 - \frac{S}{8\pi\hbar^2} P^2 \quad (23)$$

contenenti complessivamente  $2n_s$  nucleoni.

## 5.2 Modello a Shell

Il modello a gas di fermioni semplifica eccessivamente le interazioni risultanti. La ragione dell'irrealizzabilità di tale modello è essenzialmente data dal cosiddetto "Pauli Blocking", che determina l'impossibilità di isotropia volumetrica nel volume del nucleo. Infatti, la variazione dello stato energetico di un nucleone, determinata da un urto con un altro, comporterà una variazione del suo stato quantico solamente se l'energia apportata sia sufficiente. Ma dal momento che ciò non avviene nella stragrande maggioranza dei casi, l'interazione efficace non è di tipo stocastico, bensì posizionale, dunque descrivibile da un potenziale. La forma del potenziale è ricercabile mediante lo studio dei cosiddetti "numeri magici" ( $A = 8, 20, 28, 50, 82, 126, \dots$ ), ossia la serie numerica determinata dalle variazioni dell'energia di legame, separatamente per protoni e neutroni in funzione del numero atomico  $A$ . La ragione della loro esistenza è da ricercare nel completamento di un determinato livello energetico, che comporta una diminuzione dell'energia di legame. Il percorso di ricavazione è il seguente: il modello di potenziale centrale coulombiano è inadatto, per cui si ipotizza un

potenziale a buca sferica infinita, per poi trovare un "compromesso di rapidità", ossia il potenziale di Saxon-Woods. Tuttavia, tale potenziale non giustifica l'andamento dei numeri magici sopra il 20, quindi è necessaria una correzione di tipo spin-orbitale, analoga a quella dell'elettrone, ma più intensa.

### 5.3 Degenerazione da Potenziale Coulombiano

L'ipotesi di potenziale coulombiano da centro di carica è incompatibile con i numeri magici, per via del disaccordo in termini di degenerazione dei livelli energetici. Essendo il potenziale centrale, la funzione d'onda è fattorizzabile in un prodotto tensoriale di funzioni radiali, armoniche sferiche e funzioni di spin. La degenerazione è dunque determinata da  $n$  (da quantizzazione di  $E$ , derivante dalla parte radiale),  $l$ ,  $m$  (da armonica sferica) ed  $s$  (da funzione di spin), ed è analoga a quella degli elettroni atomici ed è pari a  $2n^2$ . Tuttavia, tale degenerazione non è in accordo con i numeri magici, per cui è necessario cambiare modello di potenziale.

#### 5.3.1 Potenziale a buca sferica infinita

La degenerazione degli stati relativa ai livelli energetici determinati da un potenziale Coulombiano non è in accordo con i numeri magici. Ipotizzo dunque un modello a buca di potenziale sferica infinita, ossia tale che:

$$\begin{cases} V = 0 & r < R \\ V = \infty & r \geq R \end{cases} \quad (24)$$

Il sistema è stazionario, per cui l'equazione di Shrodinger si riduce ad un'equazione agli autovalori, alla cui soluzione si applicherà in seguito un operatore di traslazione temporale  $T$ :

$$\hat{H}\psi = E\psi \leftrightarrow \begin{cases} -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\psi = E\psi & r < R \\ \psi = 0 & r \geq R \end{cases} \quad (25)$$

La soluzione è del tipo:

$$\psi = j_l(k, r)Y_l^m(\theta, \phi) \quad k = \sqrt{\frac{2mE}{\hbar^2}} = \frac{p}{\hbar} \quad (26)$$

dove  $j_l$  è la funzione di Bessel. Il raccordo delle soluzioni implica che se  $r=R$ , allora  $j_l(k, R) = 0$ , ossia:

$$kr = z_{l,n} \quad z_{l,n} \text{ è lo zero } n\text{-esimo di } j_l \quad (27)$$

Segue la quantizzazione di  $k$  e di  $E$ . La degenerazione è tale che per ogni coppia  $n, l$  vi sono  $2l+1$  stati<sup>2</sup>

---

<sup>2</sup>La differenza con il caso degli elettroni è che, per via del potenziale non Coulombiano, vi sono infiniti zeri della funzione di Bessel, per ogni  $n$ . Per questo motivo, essendo la scala energetica determinata ivi da  $n$  ed  $l$ , essa stessa costituisce la differenza tra i due casi.

La degenerazione ottenuta non è comunque in linea con i numeri magici sopra il 20, per cui è necessario cambiare modello di potenziale.

### 5.3.2 Potenziale di Saxon-Woods

Il potenziale di Saxon-Woods modella una salita ripida, definendo tuttavia una funzione continua e derivabile.

$$V(r) = -\frac{V_0}{1 + e^{\frac{r-R}{a}}} \quad (28)$$

Il potenziale è radiale, dunque la degenerazione continua ad andare con  $n$  ed  $l$ , ma l'energia è distribuita diversamente per ogni coppia  $n, l$ . Ogni livello contiene  $2l+1$  stati.

La degenerazione è più in accordo con i numeri magici, ma non è ancora sufficiente.

La correzione del potenziale è data dall'interazione spin-orbitale, che si manifesta come un termine aggiuntivo al potenziale di Saxon-Woods.

### 5.3.3 Interazione spin-orbita nucleare

Una correzione del potenziale di Saxon-Woods è da ricercare in un termine addizionale dovuto all'interazione elettromagnetica di un nucleone tra i campi magnetici generati dai momenti angolari orbitali e di spin.

Si tratta matematicamente il caso di un elettrone, sebbene in questo caso il contributo al potenziale coulombiano atomico sia trascurabile, per poi applicarlo al caso nucleare.

$$\begin{aligned} U_{s-o} &= -\vec{\mu} \cdot \vec{B} = \frac{Q}{2M} g \hbar \vec{S} \cdot \frac{\mu_0 \vec{L}}{4\pi r^3} \alpha \vec{L} \\ V_{tot} &= V(r) + U_{s-o} = V(r) + a \vec{L} \cdot \vec{S} \end{aligned} \quad (29)$$

dove, per un fermione a spin 1/2:

$$\langle L \cdot S \rangle = \begin{cases} \frac{l}{2} \hbar^2 s e j = l + \frac{1}{2} & -\frac{l+1}{2} \hbar^2 s e j = l - \frac{1}{2} \end{cases} \quad (30)$$

Il potenziale è dunque:

$$\begin{cases} V(r) = \frac{-V_0}{1 + e^{\frac{r-R}{a}}} + V_{ls}(r) L \cdot S \\ \langle L \cdot S \rangle = \frac{l}{2} \hbar^2 s e j = l + \frac{1}{2} & -\frac{l+1}{2} \hbar^2 s e j = l - \frac{1}{2} \end{cases} \quad (31)$$

e i livelli energetici corrispondenti ad  $l$  diversi sono separati da un'energia pari a:

$$\Delta E = \frac{2l+1}{2} \langle V_{ls} \rangle \quad (32)$$



Si trova che  $\langle V_{ls} \rangle < 0$ , dunque gli stati con  $j=l+1/2$  hanno energia minore. Ora si riscontra l'andamento dei numeri magici (separatamente per protoni e neutroni).

Una notazione utile per quanto riguarda l'energia dei livelli è quella spettroscopica: un livello con  $n, l, j$  è indicato come  $nL_j$ , in cui  $L$  è la lettera corrispondente ad  $l$ . Ad apice si inserisce il numero di stati quantici riempiti.

Per ogni shell chiusa si hanno  $2(2j+1)$  nucleoni, ciascuno con  $m=j, \dots, -j$ .  $j=l \pm \frac{1}{2}$ , dunque il numero di nucleoni per shell è pari. Ne segue che nucleoni appartenenti a shell chiuse non contribuiscono allo spin nucleare. Secondo l'ipotesi di pairing (sperimentalmente verificata), anche nucleoni appartenenti ad una sub-shell (pari  $j_z$ ) non contribuiscono allo spin nucleare. Ne segue che lo spin dei nuclei con  $Z$  ed  $N$  pari è 0 e lo spin totale è determinato unicamente da nucleoni spaiati.

## 6 Reazioni e decadimenti

Un decadimento nucleare del tipo  $A + B \rightarrow C + D$  risulta permesso se:

$$Q = (M(A) + M(B) - M(C) - M(D))c^2 > 0 \quad (33)$$

oppure, nel caso in cui  $Q < 0$ , esiste una soglia dell'energia cinetica di  $B$  tale per cui la reazione è possibile:

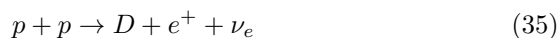
$$T_B > -Q \frac{M_A + M_B}{M_A} \quad \text{Non relativisticamente} \quad (34)$$

La fusione nucleare è il processo tale per cui due nuclei leggeri si uniscono per formare uno più pesante, ad energia minore.

### 6.1 Ciclo pp

Il ciclo pp è un processo di fusione nucleare, che avviene nelle stelle, e che ha come esito la formazione di un nucleo di elio a partire da 2 protoni. Il ciclo si compone di 3 passaggi:

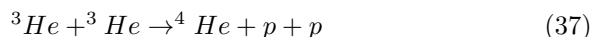
- Fusione di due protoni in un nucleo di deuterio, con emissione di un positrone e un neutrino elettronico.



- Fusione di un deuterio con un protone, con emissione di un fotone:



- Fusione di due nuclei di elio, con emissione di due protoni:



Nelle stelle più massive, prevale invece il ciclo CNO (Carbonio-Azoto-Ossigeno).

## 6.2 Decadimento $\alpha$

Decadimento del tipo:



Sperimentalmente, si riscontra che le  $\alpha$  sono emesse ad energia fissa. Dal punto di vista energetico si ha (non relativisticamente):

$$T_\alpha = Q \frac{M_{X'}}{M_{X'} + M_\alpha} \quad (39)$$

da cui si desume che la particella  $\alpha$  è emessa con energia fissa.

Il rate di decadimento è detato dalla legge empirica di Geiger-Nuttall:

$$\log_{10} t_{\frac{1}{2}} = a + bZT_a^{-\frac{1}{2}} \quad (40)$$

in cui il parametro  $a$  sembra dipendere dall'isotopo, mentre  $b$  è costante.

Tale legge è una diretta conseguenza dell'Effetto Tunnel, tale per cui risulta che la probabilità di transizione per unità di tempo è pari a:

$$\lambda = \omega \cdot N_{coll} \cdot p_{tunnel} \quad (41)$$

## 6.3 Decadimento $\beta$

Decadimento del tipo:



L'esistenza del neutrino fu teorizzata per spiegare lo spettro continuo dell'energia del decadimento  $\beta$ .

Il neutrino è un leptone, come l'elettrone, con carica elettrica nulla e spin  $1/2$ .

Se nel decadimento  $\alpha$  l'energia della particella emessa è fissa, nel decadimento  $\beta$  lo spettro è continuo.

Bisogna utilizzare la teoria delle perturbazioni per calcolare analiticamente l'espressione di tale spettro: la Regola d'oro di Fermi.

$$dP = \frac{2\pi}{\hbar} | \langle f | U(r) | i \rangle |^2 \rho(p) dp \equiv |M_{if}|^2 \rho(p) dp \quad (43)$$

in cui  $M$  è la matrice generalizzata dell'osservabile  $U$ , e  $\rho(p)$  è la densità degli stati corrispondenti ad un impulso  $p$ , pari quindi a:

$$\rho(p) = \frac{V}{(2\pi\hbar)^3} 4\pi p^2 dp \quad (44)$$

L'intero procedimento di ricavazione dell'espressione analitica dello spettro di emissione del decadimento beta è riportato nei calcoli integrativi (da inserire da OneNote).

## 7 Rilevazione di particelle

Uno degli strumenti più utilizzati per la rilevazione di particelle è la camera a nebbia, in cui si osserva la traccia lasciata da una particella ionizzante.

### 7.1 Ionizzazione

Considero una particella impattante di massa molto maggiore di quella dell'elettrone, tempi di interazione brevi e urto coulombiano. Si ottiene così la formula di Bethe-Bloch, trascurando effetti relativistici e quantistici (calcolo sui calcoli integrativi):

$$\frac{dE}{\rho dx} = 4\pi m_e c^2 r_e^2 N_A z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \ln \frac{b_{max}}{b_{min}} \quad (45)$$

La formula completa è invece:

$$\frac{dE}{\rho dx} = \frac{4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 Z}{A \beta^2} \left[ \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 W_{max}}{I^2} - \beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right] \quad (46)$$

in cui  $I$  è il potenziale di ionizzazione,  $W$  è la massima energia trasferita,  $\delta$  è il fattore di densità e  $C$  è una costante dovuta alla struttura atomica a shell.

#### 7.1.1 Picco di Bragg

Il deposito di energia in un materiale da parte di una particella ionizzante è basso fino quasi al termine della traiettoria, quando la rilascia interamente in un breve tratto.

Tale picco è detto picco di Bragg.

## 8 Particelle elementari

### 8.1 Muone

### 8.2 Pione

Esistono due tipologie di pioni,  $\pi^+$  e  $\pi^-$ , aventi rispettivamente carica positiva e negativa. Essi decadono secondo le reazioni:

$$\begin{aligned} \pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \\ \pi^- &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \end{aligned} \quad (47)$$

## 9 Fisica Subnucleare

### 9.1 Introduzione al modello standard

Il modello standard introduce la classificazione delle particelle elementari, ossia non ulteriormente scindibili, in bosoni di gauge, bosone di Higgs, leptoni e

quarks.

Le particelle elementari sono intese come prodotti della suscettibilità dei campi quantizzati.

La Lagrangiana del modello standard è simmetrica rispetto al gruppo  $U(1) \times SU(2) \times SU(3)$ .

L'invarianza sotto  $SU(3)_C$  genera l'interazione forte, quella sotto  $SU(2)_L \times U(1)$  l'interazione elettrodebole, mediata dai bosoni  $W$ ,  $Z$  e i fotoni  $\gamma$ .

Secondo la teoria elettrodebole i bosoni dovrebbero avere masse nulle, in contrasto con i risultati sperimentali.

La discrepanza viene spiegata dall'esistenza di un campo scalare a valore di aspettazione non nullo nel vuoto, responsabile della rottura della

simmetria elettrodebole, ossia il campo di Higgs, la cui eccitazione genera il bosone di Higgs.

La materia ordinaria si compone di quark  $u$ , quark  $d$ , elettroni e neutrini, tutti fermioni a spin  $1/2$ .

I leptoni sono le particelle non sensibili all'interazione forte (non si accoppiano con i gluoni).

Il numero leptonico, secondo gli esperimenti, si conserva nelle reazioni e nei decadimenti.