

Capitolo 8

Cenni di Fisica del Nucleo

8.1 Proprietà generali dei nuclei

In questo capitolo affrontiamo lo studio dei nuclei. Un nucleo è un insieme di neutroni e protoni legati insieme (“incollati”) dalla forza nucleare. Le grandezze che caratterizzano i nuclei atomici e che danno informazioni sulla loro struttura sono:

- la massa, il raggio, lo spin;
- la carica elettrica, il momento di dipolo magnetico, il momento di quadrupolo elettrico,

I nuclei sono indicati con il simbolo chimico dell’ elemento, X , il numero atomico, Z ed il peso atomico o *numero di massa*, A , nel modo seguente:



Nel nucleo ci sono A nucleoni, di cui Z protoni e $A - Z$ neutroni. Così ${}^{36}_{17}\text{Cl}$ e ${}^{37}_{17}\text{Cl}$ indicano rispettivamente un nucleo di Cloro con 19 e con 20 neutroni. Poiché il simbolo chimico identifica il numero di protoni, questa informazione è spesso omessa. Considerando che il nucleo dello stesso elemento chimico può avere un numero diverso di neutroni, si indica generalmente con *nuclide* ogni particolare combinazione di A e Z .

La carica elettrica del nucleo è data dal numero atomico Z moltiplicato per la carica elementare $e=1.6\cdot 10^{-36}$ Coulomb, $Q = Ze$. Il numero atomico Z determina le proprietà chimiche di un dato elemento:

- nuclei con lo stesso Z e diverso A sono chiamati *isotopi*: hanno la stessa posizione nella Tavola di Mendeleev.
- nuclei con lo stesso A e diverso valore di Z sono chiamati isobari: hanno la massa approssimativamente uguale.
- nuclei con lo stesso numero di neutroni ($N = A - Z$) sono chiamati isotoni.

Il numero atomico Z può essere determinato eccitando in modo opportuno (con elettroni, protoni o utilizzando radiazione di sincrotrone) gli atomi e misurando gli spettri di emissione di raggi X che sono caratteristici dell'atomo in esame. Nel 1913 Moseley, stabilendo una relazione tra la frequenza dei raggi X ed il numero atomico degli elementi, ordinò *tutti* gli elementi allora noti nella tavola di Mendeleev. La Legge di Moseley è data da

$$h\nu = \frac{3}{4}R_y(Z - 1)^2 \quad (8.1)$$

dove $R_Y = m_e c^2 \alpha^2 / 2 = 13.6$ eV è chiamata *energia di Rydberg*.

8.2 La dimensione e la forma dei nuclei

Come abbiamo visto, nei suoi esperimenti Rutherford aveva a disposizione particelle α , nuclei di elio di energie di qualche MeV. La sua “sonda” non gli permetteva quindi né di raggiungere parametri di impatto di grandezza paragonabile al campo di azione delle forze nucleari, né di scoprire che le cariche delle particelle α e dei nuclei d'oro non sono puntiformi. Tuttavia, usando come bersagli nuclei più leggeri, Rutherford misurò deviazioni dalla sua legge a distanze di circa 10^{-14} metri. Queste deviazioni sono presenti sia perché a queste distanze la distribuzione di densità delle cariche elettriche del proiettile e del bersaglio si sovrappongono, sia perché entrano in gioco le interazioni forti tra le particelle α ed i nuclei. Per misurare la dimensione dei nuclei è necessario distinguere tra i contributi alla diffusione dovuti alla distribuzione delle sorgenti dei campi elettrici, legate alla carica dei protoni, e quelli dovuti alle sorgenti dei campi nucleari, legate sia ai protoni che ai neutroni. Possiamo in linea di principio pensare di usare due diversi proiettili: uno sensibile solo alla distribuzione della carica elettrica e l'altro solo a quella forte. Gli elettroni, che si accoppiano alla carica elettrica dei protoni dei

nuclei ma non hanno interazione forte, e i neutroni, che viceversa sentono solo la forza forte, sono i proiettili usati in diversi esperimenti di diffusione per misurare rispettivamente le dimensioni legate ai protoni e quelle legate alla distribuzione dei nucleoni nei nuclei. Misure precise vennero realizzate negli anni '50 con esperimenti di urto elastico usando elettroni di energie > 100 MeV. Un altro vantaggio nell'uso di leptoni carichi (elettroni o muoni) per sondare la materia nucleare è legato al fatto che i leptoni non hanno struttura interna: sono cioè puntiformi.

8.3 Masse dei nuclei

La massa dei nuclei stabili può essere determinata misurando la traiettoria degli ioni in campi elettrici e magnetici. Oggi si raggiungono precisioni fino a $\simeq 10^{-6}$. Per ridurre gli errori sistematici, le misure si fanno di solito per confronto con nuclei di calibrazione che hanno valori di massa molto vicini a quelli dei campioni da misurare. L'unità di misura usata in fisica nucleare, l'*unità di massa atomica*, u , è definita come $1/12$ della massa dell'isotopo $^{12}_6\text{C}$ e corrisponde a 931.494 MeV/ c^2 . In queste unità la massa dell'idrogeno è

$$M(^1_1\text{H}) = 1.00794 u = 938.890 \text{MeV}/c^2$$

Il motivo per cui le masse dei nuclidi non sono date semplicemente dalla somma delle masse di tutti i protoni e di tutti i neutroni contenuti nel nuclide risiede nel fatto che i nuclei sono tenuti insieme da forze attrattive. E' necessario fornire del lavoro per separare un nucleo nei suoi componenti, per cui, sulla base dell'equivalenza tra massa ed energia, la massa del nucleo deve essere minore della massa dei suoi componenti. Si definisce *energia di legame* la grandezza

$$B(Z, A) = (Z \cdot M(^1_1\text{H}) + (A - Z)M_n - M(A, Z)) \quad (8.2)$$

dove $M(^1_1\text{H}) = M_p + M_e$ e si trascura l'energia di legame dell'idrogeno che vale 13.6 eV. Per come è stata definita, l'energia di legame è positiva per un nucleo stabile, che ha una energia di riposo minore di quella dei suoi componenti posti a distanza infinita tra loro.

Le masse dei nuclidi instabili a vita media breve non possono essere misurate con uno spettrometro di massa. In questi casi si devono usare le leggi della conservazione dell'energia in opportune reazioni nucleari. In 5.10 è stato

già definito poi il *valore- Q* di una reazione nucleare come

$$Q = (M_i - M_f)c^2 = T_f - T_i \quad (8.3)$$

attraverso il quale la massa incognita di un nuclide può essere determinata in una reazione nella quale il nuclide partecipi insieme ad altri di massa nota, misurando le energie cinetiche iniziali e finali della reazione e determinando la massa incognita dalla formula (8.3).

Se si divide l'energia di legame B per il numero di massa A si ha l'energia di legame per nucleone (Fig. 8.1): questa è evidentemente nulla per l'idrogeno, poi cresce rapidamente in funzione di A fino a circa 7 MeV/nucleone, poi più lentamente fino ad un valore di circa 9 MeV/nucleone per $A \sim 60 - 70$, per poi diminuire sotto 8 MeV/nucleone per i nuclei più pesanti.

La curva può essere interpretata come la sovrapposizione di una serie di contributi:

1. Il primo è dovuto alla forza di legame nucleare. Trattandosi di una forza a corto range, il contributo dominante sarà tra primi vicini, e quindi proporzionale al numero di nucleoni, A . Se la forza fosse a lunga distanza, e quindi si esercitasse per ogni coppia di nucleoni, sarebbe proporzionale a A^2 . Questo contributo a B/A è quindi costante.
2. Il contributo di volume deve essere corretto per tenere conto che i nucleoni sulla superficie sono meno legati di quelli al centro. Poiché il rapporto tra volume e superficie varia come $A^{2/3}$, la correzione di superficie a B/A è negativa e va come $A^{-1/3}$.
3. Un altro contributo negativo a B è dato dalla forza repulsiva di Coulomb, che è proporzionale a $Z^2/R \propto Z^2/A^{1/3}$, per cui il contributo a B/A è proporzionale a $Z^2/A^{4/3}$.
4. Infine è presente un contributo di natura puramente quantistica, dovuto al principio di esclusione Pauli, per cui il legame tra neutrone e protone è più forte di quello tra $n - n$ o $p - p$, che a piccolissime distanze devono respingersi. Questo effetto rende dunque più stabili i nuclei con lo stesso numero di neutroni e protoni ($N = Z$ per A pari e $N = Z \pm 1$ per A dispari) e può essere schematizzato come un contributo negativo a B/A che cresce con l'asimmetria tra neutroni e protoni, detto quindi "termine di asimmetria", proporzionale a $(A/2 - Z)^2/A^2$.

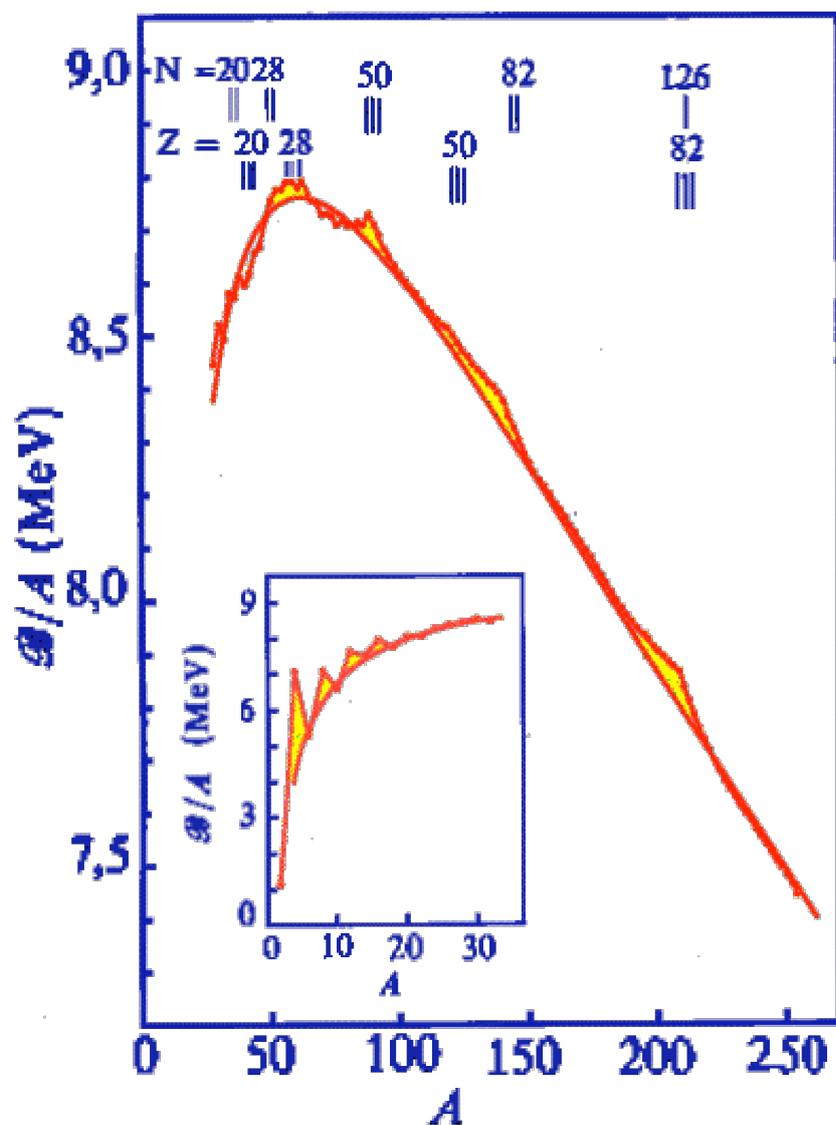


Figura 8.1: Andamento dell'energia di legame per nucleone in funzione del numero di massa A : la curva spezzata è la congiungente dei valori empirici, la curva continua rappresenta la formula (8.4).

In definitiva, mettendo insieme i vari termini si ha la formula di Weizsäcker:

$$B/A = a_V - a_S \frac{1}{A^{1/3}} - a_C \frac{Z^2}{A^{4/3}} - a_A \frac{(A/2 - Z)^2}{A^2} \quad (8.4)$$

dove i vari coefficienti possono essere determinati sperimentalmente e valgono:

$$a_V \simeq 16 \text{ MeV} \quad a_S \simeq 18 \text{ MeV} \quad a_C \simeq 95 \text{ MeV} \quad a_A \simeq 0.7 \text{ MeV}.$$

Come si può vedere in fig. 8.1 vi sono delle differenze piccole ma significative tra la curva e i valori effettivi: questi sono dovuti ad effetti che possono essere interpretati nell'ambito del modello a *shell*, che non sarà discusso in questa sede. Su base fenomenologica, il contributo dell'interazione tra gli spin dei nucleoni, diverso per le varie combinazioni di A e Z pari e dispari, può essere parametrizzato come correzione alla formula di Weizsäcker per un termine $\delta(A, Z)$, nullo se A è dispari mentre è uguale a $\pm\delta_0 = \pm a_P/A^{3/2}$, dove il segno è positivo o negativo rispettivamente per Z e N pari e per Z e N dispari; a_P , come gli altri coefficienti della formula (8.4), può essere determinato empiricamente e vale circa 12 MeV.

8.4 Stabilità

I nuclidi presenti in natura possono essere rappresentati nella “carta di Segré” (fig. 8.2), dove si riporta in ascissa il numero di neutroni $N = A - Z$ e in ordinata il numero di protoni Z . Ogni nuclide è rappresentato da un punto in questa carta. I nuclidi possono essere suddivisi in nuclei stabili ed instabili, considerando stabili anche quei nuclei che hanno vite medie grandi rispetto all'età della sistema solare. Fino a $A \sim 40$, i nuclei stabili sono concentrati in una stretta regione attorno a $N \simeq Z \simeq A/2$, mentre per valori di A sempre più elevati i nuclei stabili hanno un eccesso crescente di neutroni per bilanciare con l'attrazione nucleare la repulsione coulombiana tra i protoni.

I nuclidi instabili decadono in vari modi: per gli isobari con un eccesso di neutroni, è energeticamente vantaggioso convertire un neutrone in un protone attraverso un decadimento β^- , mentre nel caso di un eccesso di protoni il decadimento β^+ può avvenire solo se energeticamente possibile. Una ulteriore possibilità di decadimento β è la *cattura elettronica* di un elettrone atomico da parte del nucleo attraverso il decadimento β inverso $p + e^- \rightarrow n + \nu_e$.

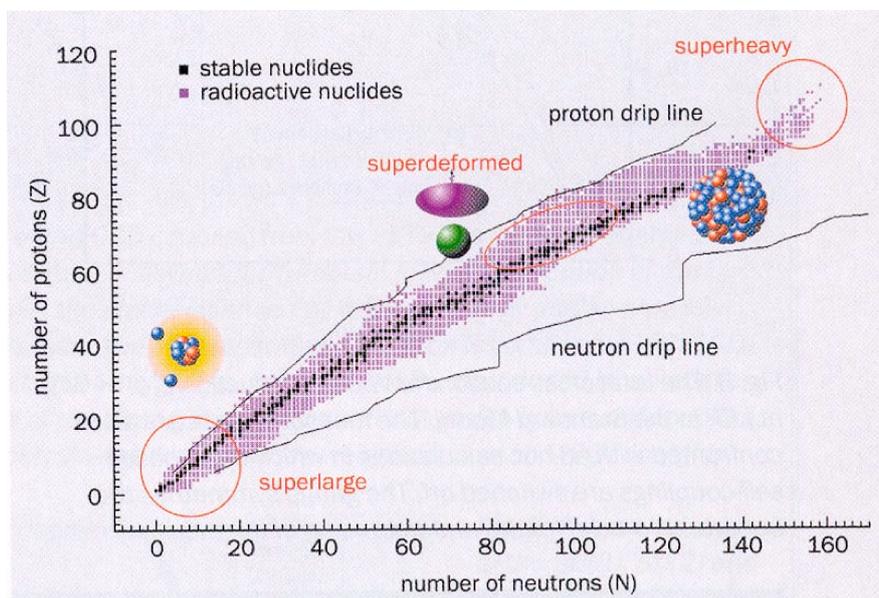


Figura 8.2: Carta di Segré, dove sono rappresentati tutti i nuclidi come punti nel piano N, Z . I punti neri rappresentano i nuclei stabili.

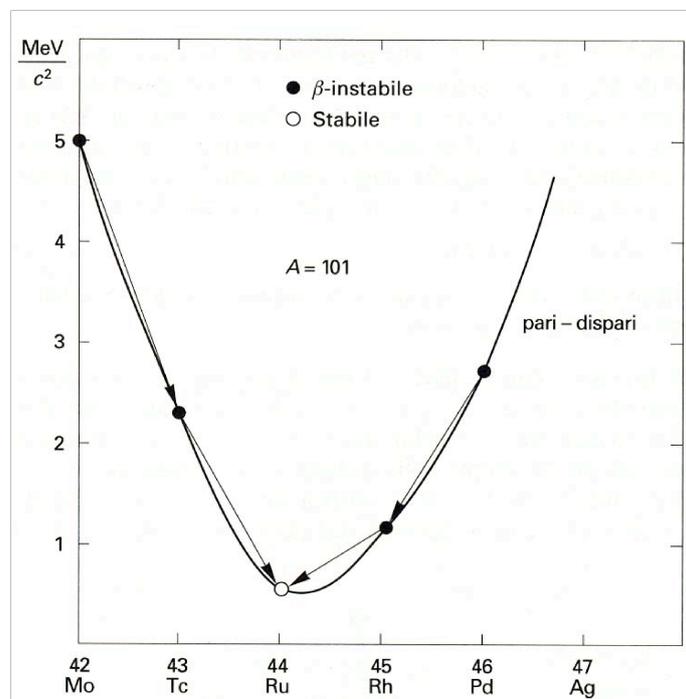


Figura 8.3: Parabola di massa per A dispari. In ascissa il numero atomico, l'origine della scala delle masse è arbitraria. I decadimenti possibili sono indicati dalle frecce.

Poiché la formula di Weizsäcker (8.4), fissato A dispari, rappresenta una parabola in funzione di Z , in una sequenza di isobari ci sarà un nucleo con massa più piccola che sarà stabile rispetto al decadimento β . Nuclei con Z minore rispetto a quello a massa minima decadranno β^- , mentre nuclei con Z maggiore possono decadere β^+ o per cattura elettronica (si veda la fig. 8.3, che rappresenta la parabola di massa per $A = 101$). Viceversa, per A pari, a causa della correzione δ le parabole sono due, separate di 2δ e possono esserci anche due o tre isobari stabili, separati di $2Z$ (fig. 8.4, per $A=106$).

A partire dal massimo della curva di B/A , l'andamento decrescente dell'energia di legame per nucleone rende possibili altri modi di decadimento per nuclei pesanti che siano β -stabili: può diventare energeticamente conveniente che un nucleo pesante si spezzi in due nuclei leggeri che abbiano una energia

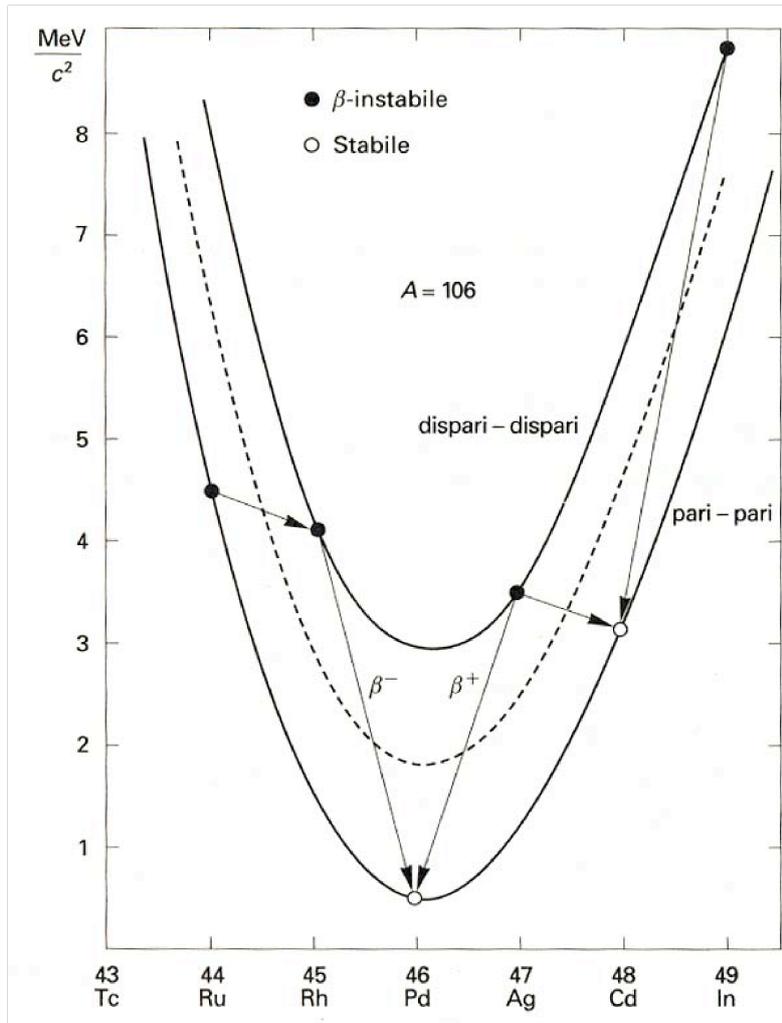


Figura 8.4: Parabole di massa per A pari. Le due parabole corrispondono a Z, N pari-pari e dispari-dispari. Come si vede, ci possono essere più nuclei stabili, tutti in configurazione pari-pari.

di legame totale maggiore di quella del nucleo padre. Tra questi, il processo più comune è il decadimento α , nel quale uno dei due nuclei figli è un nucleo di elio. Poiché l'energia di legame dell'elio è 28.3 MeV, la condizione per il decadimento α è che:

$$B(A, Z) < B(A - 4, Z - 2) + 28.3 \text{ MeV}.$$

Questa condizione è soddisfatta a partire da $A \geq 165$, ma i tempi di decadimento sono così lunghi che i nuclei sono praticamente α -stabili fino al bismuto, con $A = 209$. Tutti i successivi elementi sono instabili, con l'eccezione del torio e dell'uranio (i cui tempi di decadimento sono più lunghi dell'età del sistema solare), e non sono quindi più presenti sulla terra, a parte quelli che compaiono nelle catene di decadimento del torio e dell'uranio. In definitiva, non possono essere naturalmente presenti sulla terra nuclei al di là dell'uranio, anche se nuclei più pesanti possono essere prodotti artificialmente. Un altro processo energeticamente favorevole, per A grande, può essere il decadimento in due nuclei più leggeri: questo processo è chiamato *fissione*.