

FISICA NUCLEARE in BREVE (BREVISSIMO). PARTE I

Struttura del Nucleo Atomico

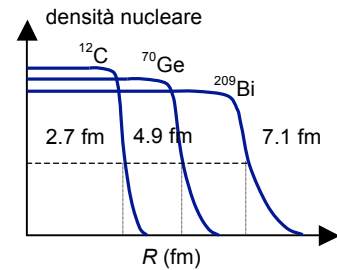
1. La materia nucleare

In questo capitolo si affrontano gli aspetti fondamentali relativi allo studio del nucleo degli atomi. Il nucleo atomico può essere trattato come una massa carica e puntiforme quando si considerano meccanismi fisici su scala atomica e molecolare. In realtà il nucleo è un'entità complessa, strutturata che, seppure di dimensioni molto minori dell'atomo, necessita di una modellizzazione dedicata e dettagliata. Vi sono aspetti di similitudine – almeno in prima istanza – con gli studi spettroscopici descritti nei capitoli precedenti e relativi alla fisica dell'atomo, delle molecole e dei cristalli. Il nucleo atomico viene infatti inquadrato in schemi descrittivi (sia teorici che sperimentali) corrispondenti a meccanismi di eccitazione energetica e di collisione con altre particelle tenendo rigorosamente conto degli aspetti specifici della meccanica quantistica. Ci si aspetta dunque di potere recuperare almeno in parte il formalismo e le idee utilizzate in altre situazioni anche per il nucleo atomico. Le similitudini però non vanno troppo lontane. Il nucleo atomico è un aggregato di dimensioni dell'ordine di una frazione 10^{-15} del volume dell'atomo (raggio dell'ordine di 10^{-15} m, detto fermi, fm), composto da un numero variabile di particelle (nucleoni) di massa molto simile e carica positiva (protoni, di massa $m_p=1.007276u$, si ricorda che $1 u= 1.6605402\times 10^{-27}kg = 931.4943MeV/c^2$, ed energia a riposo 938.28 MeV) o senza carica (neutroni, di massa $m_n=1.008665 u$ ed energia a riposo 939.57 MeV). La presenza di altri tipi di particelle nel nucleo non è permessa (in modo stabile) in base a considerazioni sul momento angolare del nucleo ed anche in considerazione del fatto che un elettrone, ad esempio, per convivere con i protoni del nucleo atomico dovrebbe possedere un'energia elevata a sufficienza da contraddire il principio di indeterminazione di Heisenberg. I nucleoni sono fermioni (hanno spin $1/2$). Contrariamente a quanto succede nell'atomo, non si può parlare per il nucleo di un centro di massa “interessante”, in quanto i costituenti nucleari sono tutti di massa essenzialmente eguale. Ci si aspetta quindi che una descrizione più efficace del nucleo come assieme di particelle ricordi quella adottata nella fisica dello stato solido che non quella della fisica atomica. Un'altra distinzione fondamentale riguarda il fatto che nel nucleo la forza di Coulomb *non può* essere l'unica responsabile della coesione del sistema, in quanto in esso esistono *solamente cariche positive*. L'interazione in gioco deve essere di natura completamente diversa ed, in particolare, dovrà supplire un'energia sufficiente a vincere la repulsione elettrica fra i protoni del nucleo, energia di gran lunga maggiore delle energie tipiche per la fisica dell'atomo. Per verificare questo fatto, basta stimare l'intensità della repulsione elettrica di una carica positiva in prossimità del nucleo atomico, ovvero calcolare l'energia elettrostatica per due cariche e a distanza di 1 fm, che risulta pari a circa 20 MeV (sei ordini di grandezza in più dell'energia di legame elettronico in un atomo).

Esiste una nomenclatura specifica da adottare nel conteggio dei costituenti di un nucleo atomico. Il numero di neutroni è indicato con N , quello di protoni con Z (detto numero atomico, pari al numero di elettroni nel corrispondente atomo neutro), quello di nucleoni (protoni e neutroni) con $A=N+Z$, detto numero di massa (da non confondersi con la massa vera e propria, come vedremo più avanti). I nuclei con lo stesso valore di Z sono detti isotopi e sono caratterizzati dal fatto che essi appartengono ad atomi con eguali caratteristiche chimiche (eguale numero di elettroni). I nuclei con eguali valori di numero di massa A sono invece detti isobari (hanno la stessa massa, ma possono riferirsi a specie chimiche differenti). Un nucleo viene di solito denotato con il simbolo ${}^A_Z X_N$, in cui X è il nome dell'elemento chimico corrispondente. Ovviamente la notazione è ridondante, e si preferisce ottenere il valore di Z a partire dal simbolo X e specificare solamente il numero di massa A . Dunque il nucleo ${}^4_2\text{He}_2$ ($Z=2$ protoni, $A=4$ nucleoni, $N=2$ neutroni) è più semplicemente indicato

con ${}^2\text{He}$, mentre i nuclei isotopici dell'atomo di idrogeno ($Z=1$ e $N=0,1,2$ rispettivamente, detti idrogeno, deuterio e trizio) sono denotati con ${}^1\text{H}$, ${}^2\text{H}$, ${}^3\text{H}$.

E' possibile ottenere informazioni dettagliate sulle dimensioni di un nucleo atomico elaborando i dati ricavati in esperimenti di collisioni con particelle pesanti, come particelle α . Ci si aspetta che la legge di Rutherford per la diffusione da atomi venga rispettata solamente quando il proiettile non incide direttamente con il nucleo atomico. La deviazione dalla legge può dare indicazioni dunque sulle dimensioni del nucleo. E' anche possibile studiare esperimenti di misura di diffrazione quantistica fra il "disco" nucleare e l'onda (il proiettile) incidente. Ancora una volta, gli angoli in corrispondenza dei quali si osservano interferenze non trascurabili possono essere fatti risalire alle dimensioni nucleari. Il risultato di queste misure conduce ad una struttura essenzialmente sferica, compatta, uniformemente riempita da nucleoni, dai contorni sfumati, come riportato nel disegno. Il raggio nucleare non è dunque definibile con precisione, a meno di considerare come termine di riferimento per questa grandezza il punto in cui la densità di materia nucleare si è dimezzata. Un fatto sperimentale molto importante è che la densità di materia non dipende essenzialmente dal nucleo considerato. Al variare di A , si osserva piuttosto che il raggio nucleare aumenta, in modo tale che la densità non cambi. Dunque esiste una legge approssimata che lega il numero di massa con il volume (sono direttamente proporzionali), per cui possiamo scrivere che $A \propto R^3$ e dunque



$$R=R_0 A^{1/3},$$

in cui la costante R_0 è determinata sperimentalmente e risulta essere dell'ordine di 1 fm. Come diretta conseguenza di questa evidenza, si capisce che la densità della materia nucleare è estremamente elevata: $\rho=m/V=Am_p/(4\pi R^3/3)=Am_p/(4\pi R_0^3 A/3)=3m_p/(4\pi R_0^3)\approx 10^{17} \text{ kg/m}^3$. Si tratta di una densità per la quale un edificio – se fosse composto di materia nucleare – avrebbe una massa pari a quella dell'intero globo terrestre. (A parte questo esempio, la situazione di materia nucleare condensata è realizzata in certe stelle a temperatura elevatissima, tanto che gli elettroni atomici sono fatti "bollire" per lasciare solo i nuclei).

2. Massa ed energia del nucleo

Ricordiamo che nella "costruzione" di un atomo, l'energia viene messa a bilancio tenendo conto sia del contributo dei singoli costituenti (le loro energie a riposo) che del contributo dell'energia di legame fra i costituenti stessi. Nell'atomo di idrogeno, ad esempio, l'energia a riposo dell'atomo quand'esso si trova al minimo livello elettronico è data da $E_e+E_p-13.6 \text{ eV}=m_H c^2$, con $E_e=m_e c^2$ e $E_p=m_p c^2$. Si scrive anche, con notazione più efficace, che $E_e+E_p-E_H=E_B$, volendo con ciò indicare il ruolo dell'energia di legame, $E_B=13.6 \text{ eV}$, nel bilancio complessivo. Il caso di un nucleo atomico è trattato in modo simile. Si consideri il nucleo composto più semplice (dopo il singolo protone, nucleo dell'idrogeno), ${}^2\text{H}$, costituito da un protone e da un neutrone (deuterone, d , nucleo dell'atomo di deuterio). Per questo nucleo il bilancio energetico è dato da

$$E_n+E_p-E_d=m_n c^2+m_p c^2-m_d c^2=E_B.$$

Notiamo che l'energia del sistema è necessariamente maggiore della somma dell'energia delle sue parti proprio per l'ammontare pari all'energia di legame, se vogliamo ottenere un sistema energeticamente stabile. Per il calcolo di quest'espressione, è molto importante ricordare che i valori delle masse sono le masse nucleari. Nelle tabelle sono riportate invece le masse atomiche,

che dalle prime differiscono per due contributi: l'energia a riposo degli elettroni e l'interazione elettroni-nucleo. Per un atomo con Z elettroni possiamo scrivere

$$m_{\text{atomo}}c^2 = m_{\text{nucleo}}c^2 + Z m_e c^2 + E_{\text{e-nucleo}}$$

In quest'espressione, l'energia a riposo nel nucleo è dell'ordine delle centinaia di MeV, quella degli elettroni dell'ordine decine di MeV (l'energia a riposo dell'elettrone è 511 keV), quella di legame atomico dell'ordine al più delle decine di keV. Possiamo dunque trascurare quest'ultimo termine nel bilancio e scrivere che $m_{\text{nucleo}} \approx m_{\text{atomo}} - Z m_e$. Nel caso del deutrone (nucleo d dell'atomo di deuterio D) si ha che $E_B/c^2 = m_n + (m_H - m_e) - (m_D - m_e) = m_n + m_H - m_D$. Il contributo m_e si semplifica e possiamo utilizzare direttamente le masse *atomiche* per il calcolo dell'energia di legame. Questo risultato è generalizzabile ad un qualunque nucleo, per il quale l'energia di legame si scrive come

$$E_B/c^2 = N m_n + Z m_p - m(^A X) \text{ (masse atomiche)}$$

Per il deutrone si ha $E_B = (1.008665u + 1.007825 - 2.014102u) \times 931.5 \text{ MeV/u} = 2.224 \text{ MeV}$. Possiamo anche calcolare, per qualunque nucleo, l'energia di legame *per nucleone*, semplicemente considerando la quantità E_B/A . Ad esempio, per i nuclei di ferro ($^{56}\text{Fe}_{30}$) e di uranio ($^{238}\text{U}_{146}$), utilizzando l'ultima equazione scritta otteniamo

$$E_B(\text{Fe}) = (30 \times 1.008665 + 26 \times 1.007825 - 55.934939) \times 931.5 \text{ MeV} = 492.3 \text{ MeV},$$

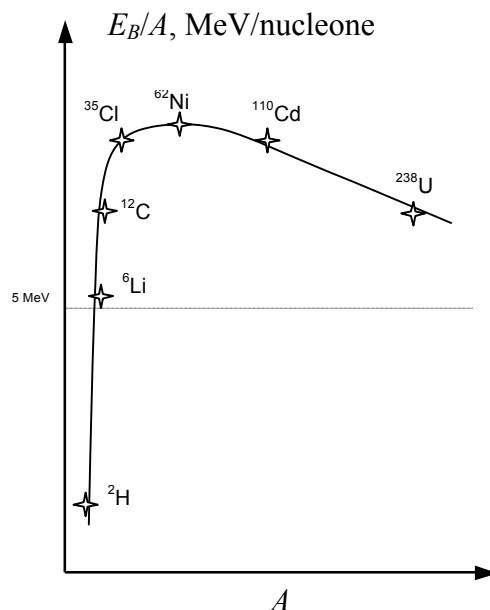
$$E_B(\text{U}) = (146 \times 1.008665 + 92 \times 1.007825 - 238.050785) \times 931.5 \text{ MeV} = 1802 \text{ MeV},$$

e dunque

$$E_B(\text{Fe})/56 = 8.791 \text{ MeV/nucleone},$$

$$E_B(\text{U})/238 = 7.571 \text{ MeV/nucleone}.$$

Questo esempio ci illustra una proprietà interessante: benché l'energia *totale* di legame dell'uranio sia quasi quadrupla rispetto quella del ferro, l'energia di legame *per nucleone* è leggermente maggiore nel ferro che nell'uranio, ovvero in quest'ultimo i nucleoni sono leggermente meno "saldamente" legati fra di loro all'interno del nucleo. Possiamo anche dire che, a partire da un numero appropriato di nucleoni, è energeticamente più conveniente utilizzarli nella "costruzione" di un nucleo di ferro che di un nucleo di uranio. Il calcolo sopra esposto può essere esteso a tutta la "tabella" dei nuclei (sono in totale circa 1500, di cui circa 400 naturali e 1100 artificiali, la maggior parte dei quali *non* è stabile, come discuteremo più in dettaglio nel seguito). L'andamento dell'energia di legame per nucleone in funzione del numero di massa è molto regolare e schematizzata nella figura. Si scopre che i nuclei, da questo punto di vista, sono raggruppabili in due sole famiglie. Da un lato, per $A < 62$, l'energia di legame per nucleone *aumenta con* A , e piuttosto rapidamente all'inizio, mentre per $A > 62$ questa energia *diminuisce* lentamente ma costantemente con A . Il massimo è ottenuto in corrispondenza del nucleo ^{62}Ni , con un'energia per nucleone pari a 8.795 MeV. I motivi di questo andamento sono vari. Anzitutto ci si aspetta che, se assumiamo che l'interazione fra i nucleoni sia efficace su coppie di essi (come discuteremo fra



poco), vi sia un numero costante di nucleoni interessati all'interazione stessa, a prescindere da A . Questo spiegherebbe un valore *costante* dell'energia di legame per nucleone. Un nucleo piccolo ha relativamente molti nucleoni di superficie rispetto un nucleo massivo. Questo spiega la diminuzione dell'energia di legame per nucleone per valori sempre più piccoli di A . Per nuclei di grandi dimensioni, l'energia elettrostatica repulsiva tra protoni si fa sentire in modo sempre più intenso, diminuendo così l'energia di legame per nucleone. Osservando il grafico, si comprende come sia possibile (in linea di principio e di fatto, come discuteremo più avanti) ottenere energia dalla materia nucleare secondo due metodi distinti. Se si scinde un nucleo pesante ($A > 62$) in frammenti più leggeri si libera energia, perché i nuclei più leggeri hanno nucleoni più fortemente legati. Questo processo è detto *fissione nucleare*. Se si combinano nuclei leggeri ($A < 62$) per formare nuclei più pesanti, per lo stesso motivo della fissione si produce energia. Questo processo è detto *fusione nucleare*.

3. Interazione nucleare

La spettroscopia atomica, molecolare e dello stato solido ha permesso di caratterizzare in modo estremamente preciso i dettagli delle interazioni elettriche e magnetiche che, nell'ambito di una trattazione quantistica, regolano il comportamento e la struttura di questi sistemi. Benché possibile da un punto di vista di principio, lo stesso approccio non è così efficace quando l'oggetto di studio è il nucleo atomico. Se non altro perché il nucleo composto più semplice, il deuteron, *non* possiede livelli eccitati: scindendolo nei suoi costituenti si ottiene, sottoforma di un fotone, l'energia di legame, circa 2 MeV, ma stati a più alta energia non sono ammessi per questo sistema. In effetti una spettroscopia nucleare è possibile e fornisce uno strumento di indagine importante per sistemi più complessi del nucleo di deuterio, per il quale è invece possibile acquisire informazioni essenziali sulla natura dell'interazione fra i suoi costituenti tramite esperimenti di collisione con particelle di varia natura. Si giunge in definitiva a scoprire che la forza che tiene uniti i nucleoni in un nucleo presenta caratteristiche che la rendono completamente diversa dalle altre interazioni utilizzate fino ad ora, ossia la forza di Coulomb (più in generale, l'interazione elettromagnetica) e quella gravitazionale. La forza nucleare, detta anche forza "forte", ha le seguenti proprietà:

- (a) agisce su distanze molto piccole (dell'ordine del fermi), ed è per questo classificata come forza a corto *range*. Di questo fatto ci si può convincere osservando che aggiungendo nucleoni ad un nucleo la sua densità non cambia, per cui ci si aspetta che i nucleoni non risentano della presenza di altri nucleoni a distanza sufficientemente grandi (comunque entro il diametro nucleare). Se la forza nucleare fosse attiva su distanze maggiori, l'aggiunta di nucleoni al nucleo comporterebbe un suo graduale addensamento, fatto non osservato sperimentalmente. Si noti poi che le energie di legame dei nuclei aumentano essenzialmente come il numero di massa A . Se la forza (come quella di Coulomb) fosse a lungo *range*, l'energia nucleare aumenterebbe come A^2 ;
- (b) non distingue protoni e neutroni: l'interazione forte lega con la medesima intensità (a parità di altre condizioni) le coppie np , pp e nn ;
- (c) agisce in modo essenzialmente centrale fra coppie di neutroni, anche se si hanno evidenze di effetti di *non centralità*. Questo è spesso modellizzato chiamando in causa un termine tensoriale nella descrizione dell'interazione nucleare.

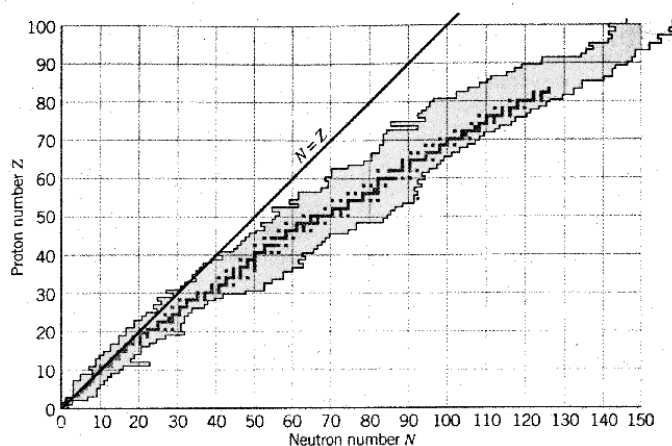
Un modello particolarmente efficace per la forza forte (ed estendibile ad altre situazioni della fisica ad alte energie) prevede l'introduzione del concetto di *interazione di scambio*. Con questo termine si intende spiegare l'interazione fra due nucleoni come se venisse realizzata tramite lo scambio, in tempi rapidissimi, di una particella "portatrice di forza". Un po' come immaginare che fra due oggetti agisse, limitatamente al tempo di interazione, un sistema di accoppiamento reciproco costituito da una massa intermedia che interagisce solo con i due oggetti, i quali, invece, non interagiscono direttamente. Un simile espediente richiede un'analisi accurata del bilancio energetico alla luce del principio di indeterminazione di Heisenberg tempo-energia. Si deve infatti ricordare

che un nucleone, per emettere una particella “di scambio” dotata di massa a riposo, si troverebbe obbligato a violare il principio di conservazione dell’energia. Questo può avvenire per un intervallo di tempo non superiore al valore regolato appunto dall’indeterminazione quantistica del sistema, $\tau \approx \hbar/mc^2$, dove m è la massa della particella di scambio. Se tale particella ha velocità c , nel tempo τ essa percorrerà la distanza $d=c\tau \approx \hbar/mc$. Sostituendo per d il valore del *range* della forza forte, 1 fm, otteniamo la stima per la sua massa, 200 MeV. Se il nucleo è libero, è impossibile osservare la particella di scambio entro il tempo di indeterminazione quantistica. E’ però possibile fornire energia al sistema dall’esterno (ad esempio con radiazione elettromagnetica di lunghezza d’onda opportuna) per osservare la particella. Con esperimenti di questo genere i nuclei emettono *pioni*, particolari particelle della famiglia dei *mesoni* con energia a riposo di circa 140 MeV, in ragionevole accordo con la stima appena fatta per la particella che “incolla” i nucleoni in un nucleo. Ulteriori proprietà di queste particelle verranno considerate in un successivo capitolo.

4. Instabilità dei nuclei e decadimenti radioattivi .

Non tutti i nuclei sono stabili: alcuni (in realtà, una gran parte di essi) tendono spontaneamente a trasformarsi in altre specie nucleari secondo tre modalità di processi che vanno sotto il nome di decadimenti radioattivi di tipo alfa, beta e gamma. I decadimenti alfa e beta conducono a trasformazioni del nucleo originario in altre specie, ossia con variazioni dei numeri di massa e atomico, A e Z . Nel decadimento gamma (emissione di fotoni energetici) si assiste alla transizione del nucleo fra differenti stati interni di energia, senza variazione dei numeri nucleari. La maggior parte dei nuclei è tale che per una data specie con A assegnato esistono almeno due nuclei (nuclidi) con diverse caratteristiche di stabilità (una sola specie è stabile, l’altra o le altre non lo sono). I nuclei leggeri sono per lo più stabili.

Con l’aumentare del numero di massa aumenta anche la repulsione coulombiana (cresce come Z^2) e dunque il numero di neutroni richiesto per aumentare corrispondentemente l’attrazione nucleare deve crescere. Per questo motivo i nuclei pesanti sono caratterizzati dalla condizione $N > Z$. Questo fatto è visualizzato in modo molto chiaro dal grafico riportato, nel quale si osserva la relativa abbondanza di nuclidi instabili (area grigia) rispetto quelli stabili (quadrantini neri) come pure



la tendenza dei nuclidi ad avere abbondanza di neutroni rispetto ai neutroni al crescere del numero di massa.

Prima di entrare nel dettaglio degli specifici modi di decadimento o trasformazione nucleare, prendiamo in considerazione gli aspetti basilari per la misura dell’attività di un nucleo instabile, ossia la misura del numero di trasformazioni di un certo tipo che accadono nell’unità di tempo. L’unità di misura è la trasformazione per secondo, detta *Becquerel* (Bq). Questa unità ha sostituito con il Sistema Internazionale di misura il Curie (Ci), originariamente definito come l’attività di un grammo di radio, e di seguito fissato al valore di riferimento pari a 3.7×10^{10} trasformazioni al secondo (dunque $1 \text{ Ci} = 3.7 \times 10^{10} \text{ Bq}$). Sono ovviamente particolarmente utilizzati i sottomultipli del curie (mCi, μCi , nCi, pCi). Se si considera una mole di sostanza nucleare instabile (radioattiva), un’attività di 1 Ci implica che ogni atomo (nucleo) ha la probabilità di decadere pari a $3.7 \times 10^{10} / 6.2 \times 10^{23} \approx 5 \times 10^{-14}$ ogni secondo. Tale quantità, la probabilità di decadimento per nucleo per secondo, è detta costante di decadimento (λ). Si assume che questa grandezza sia piccola ed

indipendente dalla vita del campione radioattivo (si noti che stiamo gettando le basi per la costruzione di una distribuzione statistica di tipo poissoniano). L'attività A dipende dal numero N di nuclei e dalla costante di decadimento λ secondo la $A=N\lambda$. Allo stesso tempo, possiamo dire che l'attività del campione deve variare con il tempo in quanto, se λ è costante e N diminuisce, anche l'attività decresce. Per una variazione elevata del numero di nuclei nell'unità di tempo ci si aspetta una grande attività, e viceversa. Dunque possiamo anche scrivere che $A=-dN/dt$, con un segno negativo in quanto il numero di nuclei originari diminuisce e vogliamo che l'attività sia un numero positivo. In definitiva arriviamo all'equazione differenziale per N

$$dN/dt=-N\lambda,$$

la cui soluzione (per λ costante) è del tipo esponenziale, $N=N_0e^{-\lambda t}$. Il parametro N_0 rappresenta il numero iniziale di nuclei. Questa è la legge del decadimento radioattivo esponenziale, che è di solito riscritta in funzione dell'attività (una grandezza facilmente misurabile con metodi di conteggio, mentre N non lo è, almeno direttamente):

$$A=A_0e^{-\lambda t},$$

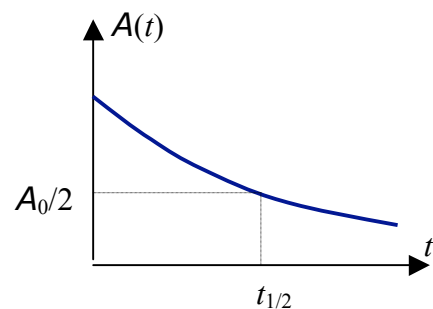
in cui A_0 è l'attività originale del campione. Si definisce la *semivita* del campione, $t_{1/2}$, come il tempo richiesto perché l'attività si dimezzi. Dalla relazione precedente si ricava subito che $t_{1/2}=\ln 2/\lambda=0.693/\lambda$. La *vita media* τ è definita invece secondo la $\tau=1/\lambda$. Per $t=\tau$ risulta $A=A_0/e=0.37A_0$.

Per comprendere meglio queste grandezze consideriamo un esempio numerico. Il nucleo di oro, ^{198}Au , ha una semivita di 2.7 giorni. Dunque la sua costante di decadimento (probabilità di trasformazione per nucleo per secondo) è data da $\lambda=0.693/t_{1/2}=3\times 10^{-6}\text{ sec}^{-1}$ [la probabilità di avere una trasformazione al secondo si ha a partire da $1/(3\times 10^{-6})=3.3\times 10^5$ nuclei]. Possiamo poi calcolare l'attività di una data quantità di oro, diciamo 1 μg , a partire

dal fatto che in 1 μg di oro vi sono $N=mN_A/M=10^{-6}\text{g}\times(6.02\times 10^{23}\text{ atomi/mole})/(198\text{ g/mole})=3.04\times 10^{15}$ atomi. Essendo $A=\lambda N$, ricaviamo subito che $A=9.03\times 10^9$ decadimenti/sec, ossia $A=9.03\times 10^9\text{ Bq}\approx 0.24\text{ Ci}$. La rapidità di variazione dell'attività è regolata dalla legge esponenziale sopra descritta. Supponendo di attendere una settimana, l'attività si riduce dal valore iniziale al valore $A=A_0e^{-\lambda t}$, con $t=7$ giorni, dunque $A=1.5\times 10^9$ decadimenti/sec $\approx 0.04\text{ Ci}$.

Lo studio sistematico dei processi di decadimento radioattivo evidenziano il fatto che essi sottostanno ad un insieme di *leggi di conservazione* che ne stabiliscono e ne regolano le modalità precise di svolgimento. Tali leggi sono le seguenti.

- Conservazione dell'energia: ci indica *quali* trasformazioni sono permesse e ci permette di calcolare le energie dei prodotti del decadimento. La trasformazione generica del nucleo X nel nucleo più leggero Y con emissione di un certo insieme di particelle complessivamente denotate come y , può avvenire solamente se l'energia a riposo di X è maggiore della somma delle energie a riposo di Y e y . L'energia rimanente è detta parametro Q per il processo (la variazione relativistica dell'energia cinetica nel processo) e soddisfa all'equazione $Q=E_X-E_Y-E_y=(m_X-m_Y-m_y)c^2$.
- Conservazione della quantità di moto: prendendo il nucleo inizialmente a riposo in un opportuno riferimento, la somma delle quantità di moto dei prodotti di decadimento deve essere vettorialmente nulla, $\mathbf{p}_Y+\mathbf{p}_y=0$. Se, come spesso accade, le particelle emesse y sono molto meno pesanti del nucleo residuo Y , quest'ultimo possiede un'energia cinetica di rinculo molto piccola. E' anche frequente il caso di decadimenti con più di un prodotto di reazione radioattiva. In questo



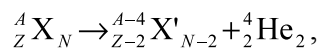
caso le equazioni di conservazione non sono sufficienti a determinare in maniera univoca una soluzione unica per il problema dinamico e, conseguentemente, le velocità delle particelle prodotte possono assumere valori variabili con continuità entro un dato intervallo permesso.

- (c) Conservazione del momento angolare: lo spin iniziale (momento angolare intrinseco) del nucleo prima del decadimento e la somma degli spin dell'atomo trasformato, delle particelle emesse e dei rispettivi momenti angolari devono eguagliarsi. Questo fatto consente di escludere determinati tipi di decadimenti, come ad esempio la trasformazione di un neutrone (spin 1/2) in un protone ed un elettrone (spin totale 0 oppure 1).
- (d) Conservazione della carica elettrica: è talmente universale che non necessita ulteriori commenti.
- (e) Conservazione del numero di massa: possono cambiare i numeri Z ed N in certi processi, ma sempre in modo tale che la loro somma, A , resti invariata nella trasformazione. Elettroni e fotoni possono essere creati (purché questo sia in accordo con le leggi di conservazione sopra elencate).

5. Decadimenti alfa, beta, gamma.

Studiamo le caratteristiche essenziali dei tre tipi di trasformazioni radioattive che coinvolgono un nucleo atomico.

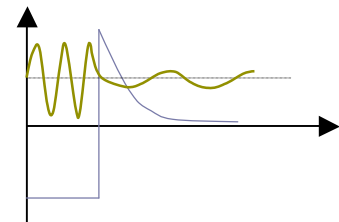
Nel decadimento alfa, un nucleo instabile si trasforma in un nucleo più leggero ed un nucleo di elio, ${}^4\text{He}$, detto appunto particella alfa, secondo la reazione



il cui bilancio energetico è regolato dalla $Q=(m_X - m_{X'} - m_{\text{He}})c^2$. Questa energia in eccesso si ritrova come energia cinetica dei frammenti, $Q=K_{X'}+K_\alpha$. Partendo da un riferimento in cui X è a riposo vale anche la $p_{X'}=p_\alpha$ per la conservazione del momento. E' un semplice esercizio di meccanica classica

Isotopo	K_α (MeV)	semivita
${}^{232}\text{Th}$	4.01	1.4×10^{10} a
${}^{238}\text{U}$	4.19	4.5×10^9 a
${}^{230}\text{Th}$	4.69	8.0×10^4 a
${}^{241}\text{Am}$	5.64	433 a
${}^{230}\text{U}$	5.89	20.8 g
${}^{210}\text{Rn}$	6.16	2.4 h
${}^{220}\text{Rn}$	6.29	56 s
${}^{222}\text{Ac}$	7.01	5 s
${}^{215}\text{Po}$	7.53	1.8 ms
${}^{218}\text{Th}$	9.85	0.11 μs

(approssimazione valida per energie dei prodotti del decadimento non troppo elevate rispetto le corrispondenti energie a riposo, ovviamente) ricavare che la particella alfa ha un'energia cinetica data da $K_\alpha=Q(1-4/A)$. Nella tabella sono riportate i valori delle energie e delle semivite per decadimenti alfa di varie specie nucleari. Quello che appare piuttosto sorprendente è che, mentre le energie della particella alfa variano di circa un fattore 2, le semivite cambiano di 24 ordini di grandezza! Un modello appropriato deve essere in grado di accordarsi una simile sensibilità del parametro temporale dal termine energetico.



La spiegazione è puramente quanto-meccanica e si basa sul fatto che la “costruzione” e la successiva emissione di una particella alfa da un nucleo instabile può essere vista – ovviamente in termini puramente probabilistici – considerando l'eventualità che i 4 nucleoni che si legano a formare la particella alfa riescano a “fuggire” dalla barriera energetica ad essi imposta dalle forze nucleari. Essendo carica, la particella alfa deve risentire di un potenziale repulsivo immediatamente all'esterno del nucleo, il che spiega l'esistenza di una forma complessiva di interazione del tipo “buca-barriera” di spessore finito e dunque di probabilità di “tunneling” corrispondentemente finita. Utilizzando gli appropriati valori per le dimensioni della buca, è possibile ottenere un accordo molto ragionevole con i valori sperimentali riportati nella tabella.

Nel decadimento beta si osserva la trasformazione di un neutrone del nucleo in un protone ed un elettrone, più una terza particella, come diremo fra poco. Si può anche avere la trasformazione di un protone in un neutrone ed in un elettrone positivo (un *positrone*) con ancora una terza particella. L'elettrone emesso *non* è un elettrone atomico, ma è generato all'interno del nucleo. Il fatto di dovere chiamare in causa una terza particella è legato a due osservazioni che richiesero non pochi sforzi ai fisici per interpretare correttamente questi tipi di processi. Da un lato il decadimento del neutrone (spin $\frac{1}{2}$) in un protone ed un elettrone (entrambe spin $\frac{1}{2}$) contraddice la conservazione del momento angolare. Allo stesso tempo, si osserva che lo spettro energetico dell'elettrone emesso dal nucleo è distribuito su un intervallo continuo di valori, il che è ancora in disaccordo con un modello che preveda il decadimento a due corpi. I contributi di W. Pauli ed E. Fermi furono decisivi in questo contesto. L'interpretazione corretta (che peraltro richiede l'introduzione di un nuovo tipo di forza, intimamente legata all'interazione elettromagnetica e detta forza "debole") prevede che il neutrone, oltre che in un protone ed un elettrone, decada anche in un *antineutrino*, una particella di massa essenzialmente nulla, carica nulla e spin $\frac{1}{2}$, secondo la notazione $n \rightarrow p + e + \bar{\nu}$. Il protone decade in un neutrone, un positrone ed un neutrino. Una trattazione approfondita di questo modello conduce ad un ottimo accordo con le osservazioni sperimentali. Esiste anche una trasformazione beta inversa, detta *cattura elettronica*, per la quale un protone interagisce nel nucleo con un elettrone (proveniente eventualmente dai livelli più interni dell'atomo) per decadere in un neutrone ed un *neutrino*.

Nei decadimenti gamma, infine, si osservano fotoni di energie nell'intervallo 100 keV – 10 MeV associati alle transizioni nucleari che connettono livelli eccitati, in totale analogia con lo schema spettroscopico di un atomo o di una molecola. In queste trasformazioni non si hanno ovviamente variazioni dei numeri nucleari o di massa, ma è possibile che raggi gamma vengano emessi in corrispondenza di decadimenti alfa o beta che coinvolgono stati nucleari energeticamente instabili (eccitati) con vite medie piuttosto brevi (dell'ordine del nsec-psec). La spettroscopia nucleare gamma è molto importante in svariate applicazioni, in quanto le tecniche di misura sono estremamente precise e consentono uno studio altrettanto dettagliato della struttura nucleare.