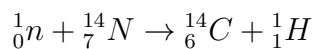


1. Propietats dels nuclis

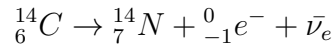
Tots els nuclis es troben formats per dos tipus de partícules: protons i neutrons. El nucli atòmic es descriu amb el nombre de protons i neutrons que conté, fent servir les següents quantitats:

- el **nombre atòmic** Z , que és igual al nombre de protons al nucli
- el **nombre de neutrons** N , que és igual al nombre de neutrons al nucli
- el **nombre màssic** A , $A = Z + N$ que és igual al nombre de *nucleons* al nucli

Quan representem nuclis, resulta convenient fer servir el símbol ${}_Z^AX$ per a mostrar quants protons i neutrons hi són presents, on X representa el símbol químic de l'element. Per exemple, ${}_{26}^{56}\text{Fe}$ té nombre màssic 56 i nombre atòmic 26; per tant, conté 26 protons i 30 neutrons. Els nuclis de tots els àtoms d'un element particular contenen el mateix nombre de protons, però poden tenir diferent nombre de neutrons. Els nuclis relacionats així s'anomenen **isòtops**. Els isòtops d'un element tenen el mateix valor de Z , però diferent valor de A . L'abundància natural d'isòtops pot variar molt. Per exemple, ${}_6^{11}\text{C}$, ${}_6^{12}\text{C}$, ${}_6^{13}\text{C}$ i ${}_6^{14}\text{C}$ són alguns dels isòtops del carboni. L'abundància relativa de l'isòtop ${}_6^{12}\text{C}$ és d'aproximadament 98,9%, en tant que la de l'isòtop ${}_6^{13}\text{C}$ és només del 1,1%. L'isòtop ${}_6^{11}\text{C}$ es produeix artificialment fent servir reaccions nuclears i es fa servir en mètodes de diagnòstic per la imatge, en particular en l'anomenada TEP (tomografia per emissió de positrons). L'isòtop ${}_6^{14}\text{C}$ es forma contínuament en l'atmosfera per interacció dels raigs còsmics amb ${}_7^{14}\text{N}$, component majoritari de l'aire. La radiació còsmica està formada per protons, partícules alfa, partícules beta i radiació electromagnètica. Quan els raigs còsmics penetren a l'atmosfera pateixen diverses transformacions, entre elles la producció de neutrons, que interaccionen amb el nitrogen present de la manera següent



la vida mitja del ${}_6^{14}\text{C}$ és de 5730 anys, i es desintegra mitjançant la interacció feble



Càrrega i massa.

El protó té una càrrega positiva individual e igual en magnitud a la càrrega $-e$, de l'electró ($e = 1,6 \cdot 10^{-19} C$). El neutró és elèctricament neutre. És possible mesurar amb gran precisió les masses nuclears fent servir espectròmetres de masses. El protó té aproximadament una massa 1836 vegades la de l'electró i les masses del protó i el neutró són molt semblants. La **unitat de massa atòmica** u , es defineix de tal forma que la massa d'un àtom de ${}^{12}_6C$ és exactament $12 u$, amb $1 u = 1,660\,539 \cdot 10^{-27} kg$. Sovint convé expressar la massa d'una partícula o nucli en funció de l'equivalent a l'energia en repòs. Per la unitat de massa atòmica

$$E = mc^2 = (1,660\,539 \cdot 10^{-27} kg)(2,997\,92 \cdot 10^8 m/s)^2 = 931,494 MeV$$

on

$$1 eV = 1,602\,176 \cdot 10^{-19} J$$

El tamany i l'estructura dels nuclis.

Als experiments de dispersió de Rutherford es llançaven nuclis d'àtoms d'Heli (partícules alfa) contra una làmina molt prima de metall. Suposant que l'energia cinètica de les partícules alfa s'invertia en potencial electroestàtica al acostar-se als nuclis del metall, podem escriure

$$\frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1q_2}{d}$$

aïllant la d obtenim

$$d = 2 \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1q_2}{mv^2} = 2 \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{(2e)(Ze)}{mv^2} = \frac{1}{\pi\epsilon_0} \frac{Ze^2}{mv^2}$$

on Z és el nombre atòmic del nucli objectiu. D'aquesta expressió, Rutherford va descobrir que les partícules alfa s'acostaven als nuclis a una distància de $3,2 \cdot 10^{-14} m$ quan el metall era or. Dels resultats dels seus experiments de dispersió, Rutherford va arribar a la conclusió que

la càrrega positiva d'un àtom es trobava concentrada en una petita regió que ell va anomenar *nucli* i que tenia un radi aproximat de $10^{-14} m$. Com en física nuclear aquestes dimensions són habituals, es fa servir amb freqüència el femtòmetre (fm), també anomenat **fermi** i que es defineix com

$$1 fm \equiv 10^{-15} m$$

Per explicar la massa nuclear, Rutherford va proposar que cada nucli havia de tenir també $A - Z$ partícules neutres, que va anomenar neutrons. En l'any 1932, el físic James Chadwick va descobrir el neutró, raó per la qual va ser mereixedor del premi Nobel. A partir dels experiments de Rutherford i d'altres, s'ha demostrat que la major part dels nuclis són aproximadament esfèrics i tenen un radi promig donat per

$$r = r_0 A^{1/3}$$

on r_0 és una constant de valor $1,2 \cdot 10^{-15} m$ i A és el nombre màssic.

Energia d'enllaç nuclear.

Experimentalment s'observa que la massa total d'un nucli és inferior a la suma de les masses dels seus nucleons individuals. Aquesta diferència d'energia es coneix com l'energia d'enllaç del nucli i es pot interpretar com l'energia que cal donar per separar els constituents del nucli. A aquesta diferència de massa entre els nucleons per separat i una vegada units al nucli se l'anomena *defecte de massa* Δm i es pot calcular en general com

$$\Delta m = Zm_p + (A - Z)m_n - m_{nucli}$$

A partir de la relació entre massa i energia proposada per Einstein

$$E = mc^2$$

podem calcular l'energia d'enllaç coneixent el defecte de massa. Per caracteritzar l'energia d'enllaç podem fer servir la lletra B , enlloc de la E habitual.

Exemple 1 Calculeu el defecte de massa i l'energia d'enllaç per nucleó del nucli ${}^{12}_6C$. Dades: $m_p = 1,0076 u$, $m_n = 1,0089 u$.

Recordem que la massa de ${}^{12}_6C$ era 12 u , per definició d'unitat de massa atòmica. Llavors en quant al defecte de massa

$$\begin{aligned}\Delta m &= Zm_p + (A - Z)m_n - m_{nucli} \\ &= 6 \cdot 1,0076 + (12 - 6) \cdot 1,0089 - 12 \\ &= 12,099 - 12 \\ &= 0,099 u \cdot \frac{1,66 \cdot 10^{-27} kg}{1 u} = 1,64 \cdot 10^{-28} kg\end{aligned}$$

ara, per calcular l'energia d'enllaç

$$B = mc^2 = 1,64 \cdot 10^{-28} (3 \cdot 10^8)^2 = 1,48 \cdot 10^{-11} J$$

També, recordant l'equivalència entre unitats de massa atòmica i electronvolts,

$$B = 0,099 u \cdot \frac{931 MeV}{1 u} = 92,169 MeV$$

i

$$92,169 MeV \cdot \frac{10^6 eV}{1 MeV} \cdot \frac{1,6 \cdot 10^{-19} J}{1 eV} = 1,47 \cdot 10^{-11} J$$

Finalment, l'energia d'enllaç per nucleó serà

$$B/A = \frac{92,169}{12} = 8,01 MeV/nucleó$$

Aquesta darrera dada és la que caracteritza adequadament l'energia d'enllaç dels nuclis atòmics.

Notem que estem ignorant l'energia d'enllaç dels electrons del àtom, donat que aquestes són típicament de l'ordre del eV , mentre que les energies d'enllaç dels nuclis són, com hem vist, de l'ordre dels MeV .

Corba d'estabilitat nuclear.

Si es representa l'energia d'enllaç per nucleó en funció del nombre màssic per tots els elements de la taula periòdica s'observa que la corba que s'obté presenta un màxim al voltant de $A = 60$. D'aquesta manera, els elements que tenen nombre màssic majors que 60 alliberaran energia

quan es divideixin o *fisionin* en elements més lleugers, ja que els nuclis *fills* són més estables, mentre que els que tenen nombre màssic més petits que 60 alliberen energia si es *fusionen*, ja que el nucli resultant és més estable que els de partida. D'aquesta manera, els estels produeixen la seva energia per fusió dels nuclis atòmics presents, comencen *cremant* hidrògen i la majoria arribarà com a molt a produir ferro. El núclid ${}^{62}_{28}\text{Ni}$ és el que té l'energia d'enllaç més gran per nucleó, però rarament s'arriba a produir als estels. Per crear elements amb nombre màssic superior a 62 es necessita energia addicional, que s'obté quan al final de la seva vida alguns estels exploten en forma de supernova. D'aquesta manera, tots els àtoms pesats que existeixen a la natura tenen el seu origen en l'explosió d'estels, per aixó es diu que som *pols d'estels*.

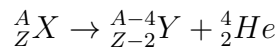
2. Radioactivitat

En les substàncies radioactives es presenten tres tipus de desintegració

- (a) Desintegració alfa (α): les partícules emeses són nuclis d'heli ${}^4_2\text{He}$.
- (b) Desintegració beta (β): les partícules emeses són electrons (β^-) o positrons (β^+) d'alta energia.
- (c) Desintegració gamma (γ): les partícules emeses són fotons d'alta energia.

Desintegració alfa

La desintegració alfa es pot representar com



Al nucli X se l'anomena *pare* i al Y , *fill*. L'energia Q despesa en el procés es pot calcular amb

$$Q = (M_X - M_Y - M_\alpha)c^2$$

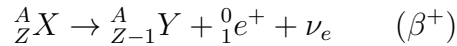
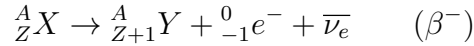
L'energia està en joules quan les masses es donen en kilograms i c és la velocitat de la llum $3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$. De tota manera, si les masses s'expressen en unitats de massa atòmica u , és possible calcular Q en MeV amb

$$Q = (M_X - M_Y - M_\alpha) \cdot 931,494 \text{ MeV}/u$$

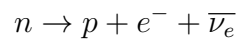
En qualsevol cas, un valor de Q negatiu significa que la desintegració no serà espontània tal i com està escrita.

Desintegració beta

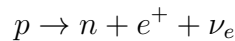
Quan un nucli pateix una desintegració beta, el nucli fill conté el mateix nombre de nucleons que el nucli pare, però el nombre de protons canvia



El procés fonamental associat a la desintegració β^- és

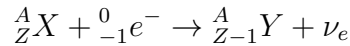


El procés anàleg per la desintegració β^+ és



Aquest darrer no es pot donar per protons fora del nucli atòmic, ja que la massa del protó és menor que la del neutró.

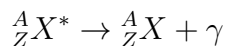
Un procés que competeix amb el β^+ és l'anomenat *captura d'electrons*. Aquest fenomen es presenta quan el nucli pare captura un dels seus propis electrons orbitals i emet un neutrí. El producte final després de la desintegració és un nucli amb nombre atòmic $Z - 1$



Aquest procés també es coneix com a *captura K*, ja que en la majoria dels casos l'electró capturat és de la capa K , la més interna de l'àtom. Com els neutrins són molt difícils de detectar, aquests processos s'identifiquen per l'emissió de raigs X conforme els electrons van caient en cascada per omplir el forat creat en la capa K .

Desintegració gamma

Amb freqüència un nucli que pateix una desintegració pot quedar en un estat d'energia excitat. Llavors, el nucli pot patir una segona desintegració a un estat d'energia menor, mitjançant l'emissió d'un fotó d'alta energia



on X^* indica un nucli en estat excitat. Els fotons emesos en aquest processos es coneixen com raigs gamma, i tenen energies molt altes ($1\text{ MeV} - 1\text{ GeV}$), en relació amb la llum visible (al voltant d' 1 eV).

En tots els casos el procés de desintegració és totalment aleatori, no se sap *quan* es desintegrarà un nucli, el que es coneix amb exactitud és la quantitat de nuclis que queden *sense* desintegrar en funció del temps

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}$$

On N_0 és el nombre de nuclis presents inicialment, t és el temps transcorregut, i λ és l'anomenada *constant de desintegració*. És evident que en el Sistema Internacional, *SI*, la λ té unitats de s^{-1} . L'*activitat* d'una mostra radioactiva es defineix com

$$A(t) = -\frac{dN(t)}{dt} = -(-\lambda)N_0 e^{-\lambda t} = \lambda N_0 e^{-\lambda t}$$

i representa la *velocitat* amb que es desintegra la mostra.

L'activitat es pot mesurar en *curie* (Ci), que es defineix com $1\text{ Ci} \equiv 3,7 \cdot 10^{10}$ desintegracions/s. Aquest valor va ser seleccionat perquè es tractava de l'activitat aproximada d' 1 g de radi. La unitat de l'activitat en el Sistema Internacional és el *becquerel* (Bq), $1\text{ Bq} \equiv 1$ desintegracions/s. Per tant, $1\text{ Ci} = 3,7 \cdot 10^{10}\text{ Bq}$. El curie resulta una unitat massa gran, i a la pràctica es fan servir els milicurie (mCi) i microcurie (μCi).

Un paràmetre útil és l'anomenat *període de semidesintegració* $T_{1/2}$, que representa el temps que ha de passar per tal que s'hagi desintegrat la meitat de la mostra radioactiva. És fàcil veure que a partir d'aquesta definició, la relació amb λ és

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}$$

Un altre paràmetre que pot ser necessari conèixer és la *vida mitja* τ , que representa el temps mig que triga una mostra a desintegrar-se. Es pot demostrar que la vida mitja es pot relacionar amb la constant de semidesintegració com

$$\tau = \frac{1}{\lambda}$$

Exemple 2 Calculeu el nombre de nuclis que s'han desintegrat en una mostra que conté 10^{10} nuclis de ${}^{14}_6C$ amb un $T_{1/2} = 5730$ anys quan han transcorregut 22920 anys.

Per una banda tenim que

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} = N_0 e^{-\frac{\ln 2}{T_{1/2}} t} = 10^{10} e^{\frac{\ln 2}{5730} 22920} = 6,25 \cdot 10^8$$

i per tant els que s'han desintegrat són

$$N_0 - N(t = 22920) = 9,375 \cdot 10^9$$

Per una altra banda, com el temps que transcorre és un múltiple de $T_{1/2}$, calculem *quantes vegades* s'està dividint per la meitat la mostra original

$$\frac{22920}{5730} = 4$$

per tant, queden sense desintegrar

$$\frac{10^{10}}{2^4} = 6,25 \cdot 10^8$$