Capitolul 6

Fizică nucleară

6.1 Noţiuni fundamentale

6.1.1 Nomenclatura şi constituenţii nucleului

Nucleul este constituit din protoni şi neutroni. Protonul a fost descoperit în anul 1919 odată cu prima reacţie nucleară realizată de Rutherford. Nucleele de azot au fost bombardate cu particule α şi s-a obţinut un izotop al oxigenului şi un proton:

$$^{14}\mathrm{N} +^{4}\mathrm{He} \rightarrow^{17}\mathrm{O} +^{1}\mathrm{H}$$

Având în vedere faptul că înainte de a se descoperi protonul fusese descoperit electronul în primul model al nucleului s-a presupus că acesta este constituit din protoni şi electroni. Acest model a prezentat o serie de deficienţe care au fost rezolvate în anul 1932 când Chadwich a descoperit neutronul. Ulterior Ivancenco şi Meisemberg (în mod independent) au propus modelele în care nucleul este format din protoni şi neutroni (fără electroni). Se introduc noţiunile:

1. *Numărul de masă* A care reprezintă numărul de nucleoni (protoni şi neutroni) din care este contituit nucleul.

2. *Numărul atomic* Z care reprezintă numărul de protoni din nucleu; el este o măsură a sarcinii cu care este încărcat nucleul.

3. *Numărul de neutroni din nucleu* este notat cu N. Între numerele A, Z şi N exista o relaţie simplă şi anume:

$$Z + N = A \tag{6.1}$$

Pentru denumirea speciilor nucleare se utilizează notaţia ${}_{Z}^{A}\mathrm{El}_{N}$ unde cu El am notat elementul chimic.

4. *Nuclidul* reprezintă o specie nucleară şi este caracterizat de numărul de masă A şi numărul atomic Z. În prezent sunt cunoscuţi peste 1200 nuclizi.

5. *Izotopii* sunt nuclizi care au acelaşi număr atomic Z:

$$ {}_{56}^{126}\mathrm{Ba} \quad , \quad {}_{56}^{144}\mathrm{Ba} $$

6. *Izobarii* sunt nuclizii care au acelaşi număr de masă:

$$ {}_{6}^{14}\mathrm{C} \quad , \quad {}_{7}^{14}\mathrm{N} \quad , \quad {}_{8}^{14}\mathrm{O} $$

7. *Izotonii* sunt nuclizii care au acelaşi număr de neutroni:

$$ {}_{6}^{14}\mathrm{C}_{8} \quad , \quad {}_{7}^{15}\mathrm{N}_{8} \quad , \quad {}_{8}^{16}\mathrm{O}_{8} $$

8. *Izomerii* sunt nuclizii ce au acelaşi număr de masă şi acelaşi număr atomic dar care se află în stări metastabile diferite. Stările metastabile sunt stările în care timpul de viaţă mediu este de 10^{-9} s.

9. *Nuclizii oglindă* sunt nuclizi în care numărul de neutroni ai unui nucleu este egal cu numărul atomic al celuilalt; de exemplu:

$$ {}_{1}^{3}\mathrm{H}_{2} \quad , \quad {}_{2}^{3}\mathrm{He}_{1} $$

Referitor la rolul neutronilor în stabilitatea nucleară trebuie remarcat că în timp ce ${}_{3}^{5}\mathrm{Li}_{2}$ are un timp de viaţă de 10^{-21} s nuclizii ${}_{3}^{6}\mathrm{Li}_{3}$ şi ${}_{3}^{7}\mathrm{Li}_{4}$ sunt stabili, ${}_{3}^{8}\mathrm{Li}_{5}$ are timpul de viaţă de $1,24$ s iar ${}_{3}^{9}\mathrm{Li}_{6}$ are timpul de viaţă $0,25$ s. În stare liberă neutronii sunt instabili şi timpul lor mediu de viaţă este de 16,9 minute. Ei sunt mai grei ca protonii. Masa neutronilor este $m_n = 1,67252 \times 10^{-27}$ kg $= 1,008665u$ unde u reprezintă unitatea atomică de masă. $u = 1,66043 \times 10^{-27}$ kg şi este echivalentă cu o energie egală cu $E = 931,480$ KeV. Masa protonului este $m_p = 1,67252 \times 10^{-27}$ kg $= 1,007227u$. Protonul şi neutronul mai sunt numiţi şi nucleoni. În stare liberă neutronul este neutru în timp ce protonul are sarcină pozitivă egală în modul cu cea a electronului.

6.1.2 Raza nucleului

Studiile efecuate prin împrăştiere cu electroni, nucleoni, deuteroni şi particule α împreună cu consideraţii de minim a energiei fac ca într-o

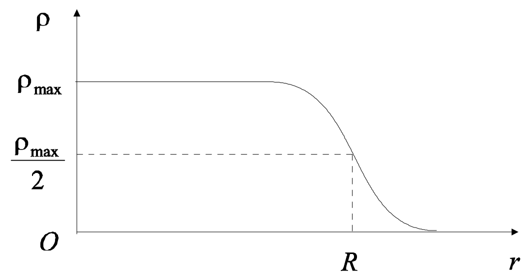

Figura 6.1: Variaţia densităţii materiei nucleare funcţie de distanţa măsurată din centrul nucleului

primă aproximaţie să se considere că nucleul poate fi privit ca având o structură sferică.

Cele mai aprofundate studii ale densităţii materiei nucleare în nucleu au fost făcute de Hafstaderr şi colaboratorii de la Stanford University. Metoda utilizată a fost aceea a împrăştierii de electroni. Aceştia au presupus că densitatea de sarcină este de forma:

$$\rho = \frac{\rho_1}{1 + e^{(r-R)/z_1}} \tag{6.2}$$

unde ρ_1 este densitatea la dimensiuni mici ale razei, R este valoarea razei r la care $\rho = \rho_1/2$ iar z_1 este o măsură a grosimii stratului superficial al nucleului. Se poate presupune că şi densitatea materiei nucleare urmează o lege de acelaşi tip. Aceasta arată că nucleele nu au o frontieră bine determinată. Astfel structura nucleului este descrisă cu ajutorul distribuţiei masei şi a sarcinii nucleare a căror densitate scade continuu. Din acest motiv vom înţelege prin raza nucleului R distanţa din centrul nucleului la punctul în care densitatea scade la jumătate (Fig. 6.1). S-a tras concluzia că pentru nuclee raza acestora este:

$$R = r_0 A^{1/3} \tag{6.3}$$

unde A este numărul de masă al nucleului iar $r_0 = 1,4 \times 10^{-15}$ m. Legătura dintre R şi A permite determinarea densităţii materiei nucleare

$$\rho_0 \simeq \frac{Am_p}{V} = \frac{3Am_p}{4\pi R^3} = \frac{3m_p}{4\pi r_0^3} \simeq 10^{14} \text{ g/cm}^3$$

Densitatea materiei nucleare este constantă până în apropierea suprafeţei unde aceasta scade brusc. Acest fapt a permis să se facă o analogie între nucleu şi o picătură de lichid, pe baza căreia s-a dezvoltat modelul picăturii.

6.1.3 Masa nucleară şi energia de legătură

Nucleul conţine în jur de 99,975% din masa unui atom. Tabelul cu masele nucleare poate fi obţinut prin scăderea maselor electronilor (luând în considerare şi energiile de legătură a electronilor când se doreşte obţinerea unor precizii foarte mari). Totuşi cu exceptia unor particule ionizate (He, H) masa atomică este cea utilizată mai degrabă decât cea nucleară. Exista însă şi situaţii în care prezenţa electronilor nu mai poate fi neglijată ca de exemplu când aceştia iau parte direct la procesele nucleare (captură electronică, conversie internă). Masa nucleară se obţine cu ajutorul formulei:

$$M_N c^2 = M\left(A, Z\right) c^2 - \left(Z m_e c^2 - B_e\right) \tag{6.4}$$

unde $M\left(A, Z\right)$ este masa atomică, m_e este masa electronului, c este viteza lumini, M_N este masa nucleului iar B_e este energia de legătură a electronilor. Energia de legătură reprezintă energia care ar trebui cedată atomului pentru a desprinde de el toţi electronii şi ai duce la o distanţă la care interacţia dintre ei şi nucleu să fie neglijabilă.

Mai mult, experimental s-a constatat că masa nucleului este mai mică decât suma maselor componenţilor săi. Aceasta se datorează existenţei unei energii de legătură a nucleonilor în nucleu. Energia de legătură reprezintă în acest caz energia necesară pentru a rupe nucleul în constituenţii săi. Ea este:

$$B = [Z m_p + (A - Z) m_n - M_N] \tag{6.5}$$

Expresia de mai sus se poate scrie ca:

$$B = [Z(m_p + m_e) + (A - Z) m_n - (M_N + Z m_e)] c^2 \tag{6.6}$$

Ţinând cont că masa hidrogenului este $M_H \simeq m_p + m_e$ iar masa atomică $M\left(A, Z\right) = M_N + Z m_e$ relaţia (6.6) devine (neglijând energia de legatură a electronilor):

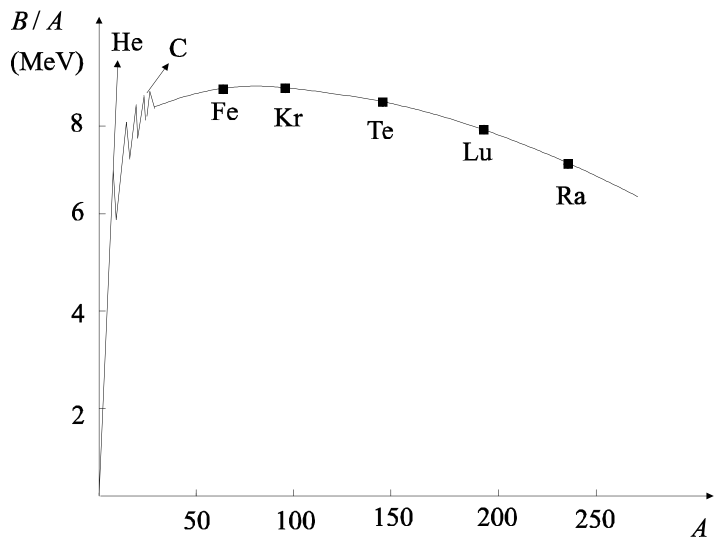

Figura 6.2: Variaţia energiei de legătură pe nucleon funcţie de numărul de masă

$$B = [ZM_H + (A - Z)m_n - M\,(A, Z)]c^2 \tag{6.7}$$

O semnificaţie mai importantă o are energia medie de legătură pe nucleon B/A arătată în Fig. 6.2 deoarece ea este direct legată de stabilitatea speciilor nucleare. Pentru nucleele cu $A > 30$ energia de legătură rămâne aproximativ constantă şi anume 8 MeV/nucleon cu un maxim de 8, 8 MeV/nucleon în jurul lui $A = 60$ şi apoi scade monoton până în jur de 7, 5 MeV/nucleon când $A = 240$.

Această comportare furnizează informaţii despre valoarea energiei ce apare în cazul în care are loc fisiunea nucleelor grele în nuclee mai uşoare. Aceasta conduce la o mărire a energiei de legătură per nucleon. Pentru $A = 240$ prin fisiune creşterea energiei de legătură este de aproximativ $8,5 - 7,5 = 1$ MeV/nucleon şi corespunde unei energii eliberate de aproximativ $\Delta E \simeq 200$ MeV.

6.1.4 Momentul cinetic

Protonii şi neutronii sunt particule al căror spin este $s = 1/2$. Dacă se consideră că în interiorul nucleului nucleonii se mişcă în jurul centrului de masă pe anumite orbite (modelul particulelor independente) aceştia sunt caracterizaţi şi de momente cinetice orbitale care sunt determinate cu ajutorul unor numere cuantice întregi ca în fizica atomică. Suma momentelor cinetice orbitale şi de spin determină momentul cinetic total. Operatorul asociat pătratului momentului cinetic are valorile proprii $J(J+1)\hbar^2$. J numărul cuantic al momentului cinetic total este un număr întreg pentru nucleele cu A par şi un număr semiîntreg pentru nucleele cu A impar. Numărul cuantic J ce caracterizează momentul cinetic total este adesea numit spin al nucleului.

Proiecţia momentului cinetic pe o axă (de exemplu direcţia câmpului magnetic sau direcţia în care se deplasează un fascicol de particule) poate lua valorile:

$$-J\hbar,\ -(J-1)\,\hbar,\ ...,\ (J-1)\,\hbar,\ J\hbar$$

Rezultă că numărul orientărilor în spaţiu a momentului cinetic este $2J+1$. Experimental s-a găsit că nucleele cu Z par si A par (nuclee par-pare) în starea fundamentală au fără excepţie $J = 0$.

6.1.5 Paritatea

Paritatea este un concept extrem de important în fizica atomică şi nucleară, dar nu are un corespondent în fizica clasică. Aceasta este o proprietate a funcţiei de stare care descrie sistemul fizic. Astfel, funcţia de stare care descrie o singură particulă este pară dacă nu-şi schimbă semnul când coordonatele particulei îşi schimbă semnul

$$\Psi(x,y,z) = \Psi(-x,-y,-z) \tag{6.8}$$

şi impară dacă aceasta îşi schimbă semnul prin această operaţie:

$$\Psi(x,y,z) = -\Psi(-x,-y,-z) \tag{6.9}$$

În primul caz spunem că paritatea funcţiei de stare este $P = 1$, iar în al doilea că paritatea este $P = -1$.

O funcţie de stare ce descrie mai multe particule (care nu interacţionează între ele) poate fi scrisă ca un produs de funcţii de stare individuale sau ca o sumă de astfel de produse. Paritatea întregului sistem este dată în acest caz de produsul parităţilor funcţiilor de stare individuale.

Rezultă că o stare nucleară este caracterizată în afară de numărul cuantic al momentului cinetic total şi de paritatea stării respective, simbolismul fiind J^p (de exemplu 1^-, 2^+,). În particular starea nucleelor par pare (care au un număr par de protoni şi neutroni) este 0^+. În continuare vom considera că protonul şi neutronul au aceiaşi paritate şi anume una pozitivă.

În procesele nucleare alături de conservarea energiei totale, a momentului cinetic şi a impulsul se conservă şi paritatea. (Totuşi există procese în care paritatea nu se mai conservă şi anume în procesele în care sunt implicate forţele nucleare slabe).

6.1.6 Momente magnetice nucleare

Unui electron cu sarcina $-e$ şi masa m_e care posedă un moment cinetic orbital $\vec{L}$ i se asociază un moment magnetic dat de relaţia:

$$\vec{\mu}_L = -\frac{e}{2m_e}\vec{L} \tag{6.10}$$

În mod similar asociem spinului său $\vec{S}$ un moment magnetic intrinsec:

$$\vec{\mu}_S = -g_S\frac{e}{2m_e}\vec{S} \tag{6.11}$$

unde $g_S = 2$ îl vom denumi factor giromagnetic de spin. Valoarea reală a momentului magnetic este definită de proiecţia pe axa Oz, μ_{S_Z} când electronul se află într-o stare în care proiecţia spinului pe axă este $m_S = 1/2$.

$$\mu_{S_Z} = -g\frac{e}{2m_e}S_z \tag{6.12}$$

unde $S_z = m_S\hbar$, cu $m_S = \pm 1/2$. Atunci cu $m_S = 1/2$ se obţine pentru momentul magnetic expresia:

$$\mu_S = -\frac{1}{2}g\frac{e\hbar}{2m_e} = -\frac{1}{2}g\mu_B \tag{6.13}$$

unde $\mu_B = 9,274 \times 10^{-24}$ JT^{-1} este magnetonul Bohr.

Toate particulele cu spin cu excepţia lui neutrino au un moment magnetic intrinsec pentru care există relaţii analoage ca cele de mai sus. Astfel, operatorii moment magnetic pentru proton şi neutron sunt definiţi ca:

$$\vec{\mu}_p = g_p \frac{e}{2m_p} \vec{S}_p \tag{6.14}$$

$$\vec{\mu}_n = g_n \frac{e}{2m_p} \vec{S}_n \tag{6.15}$$

iar valorile lor sunt dependente de masa protonului şi de diferiţii factori giromagnetici. Relaţiile echivalente relaţiei (6.13) pentru valorile momentelor magnetice sunt:

$$\mu_p = \frac{1}{2} g_p \mu_N \tag{6.16}$$

$$\mu_n = \frac{1}{2} g_n \mu_N \tag{6.17}$$

unde prin analogie cu magnetonul Bohr, magnetonul nuclear este definit ca:

$$\mu_n = \frac{e\hbar}{2m_p} = 5,05078 \times 10^{-27} \text{ JT}^{-1} \tag{6.18}$$

Factorii giromagnetici corespunzători protonului şi neutronului sunt:

$$g_p = 5,5856 \qquad \text{şi} \qquad g_n = -3,8262 \tag{6.19}$$

Momentele magnetice ale protonului şi neutronului sunt:

$$\mu_p = 2,7928\mu_N \qquad \text{şi} \qquad \mu_p = -1.9131\mu_N \tag{6.20}$$

Datorită dependenţei de masă a valorii momentului magnetic rezultă că momentele magnetice nucleare sunt cu trei ordine de mărime mai mici decât momentul magnetic intrinsec al electronului. În plus ele diferă mult de valorile prezise de teorie ($\mu_p = \mu_N$ şi $\mu_n = 0$). Aceasta este atribuită faptului că spre deosebire de electron, nucleonii au o dimensiune finită şi o structură internă complicată.

Aceste momente magnetice precum şi momentele magnetice orbitale ale protonilor din nucleu contribuie la momentul magnetic total al nucleului. Atunci, legătura dintre operatorul moment magnetic total μ_J şi operatorul moment cinetic total este:

$$\vec{\mu}_J = g_J \frac{e}{2m_p} \vec{J} \tag{6.21}$$

Momentele magnetice ale celor mai multe stări nucleare fundamentale şi excitate au fost măsurate. Tehnicile includ măsurători de structură hiperfină, spectroscopie de microunde, rezonanţă magnetică de spin, rezonanţă paramagnetică. S-a găsit că momentele magnetice nucleare sunt cuprinse în intervalul $-2\mu_N$, $6\mu_N$.

6.1.7 Momentul electric de cuadripol

În discuţiile anterioare am presupus implicit că nucleul are o formă sferică. Anumite nuclee au într-adevăr o formă sferică dar multe dintre ele nu au o astfel de formă. Cantitativ măsura deviaţiei de la forma sferică este dată de momentul de cuadripol.

Momentul electric de dipol pentru un ansamblu de sarcini este definit ca fiind:

$$p = \int r\rho dv \tag{6.22}$$

unde ρ este densitatea de sarcină, din elementul de volum, iar integrala se efectuează peste întreg volumul sistemului încărcat electric. Pentru nuclee momentul de dipol este nul în stările staţionare. Această este o consecinţă a simetriei nucleelor; cu alte cuvinte aceasta este o consecinţă a parităţii stărilor nucleare. O astfel de simetrie nu trebuie să fie neapărat sferică. Nimic nu împiedică să se presupună că nucleul are forma unui elipsoid de rotaţie (oricum cele mai multe nuclee au o astfel de formă), deviaţia de la forma sferică fiind caracterizată cu ajutorul momentului electric de cuadripol.

Pentru definirea acestei mărimi se presupune că potenţialul electric $V(x, y, z)$ este definit în jurul originii sistemului de coordonate unde se află o sarcină electrică ρ a cărei densitate depinde de poziţia $\rho(x, y, z,)$ astfel că centrul de sarcină a acesteia să coincidă cu originea sistemului de coordonate. Pentru a calcula energia potenţială de interacţie de natură electrostatică se dezvoltă potenţialul V în serie Taylor în jurul originii:

$$\begin{aligned}
Ep &= \int V(x,y,z)\rho dv = V_0 \int \rho dv \\
&+ \left(\frac{\partial V}{\partial x}\right)_0 \int x\rho dv + \left(\frac{\partial V}{\partial y}\right)_0 \int y\rho dv + \left(\frac{\partial V}{\partial z}\right)_0 \int z\rho dv \qquad (6.23) \\
&+ \frac{1}{2}\left[\left(\frac{\partial^2 V}{\partial x^2}\right)_0 \int x^2\rho dv + \left(\frac{\partial^2 V}{\partial y^2}\right)_0 \int y^2\rho dv + \left(\frac{\partial^2 V}{\partial x^2}\right)_0 \int z^2\rho dv\right] \\
&+ \frac{1}{2}\left[\left(\frac{\partial^2 V}{\partial x\partial y}\right)_0 \int xy\rho dv + \left(\frac{\partial^2 V}{\partial x\partial z}\right)_0 \int xz\rho dv + \left(\frac{\partial^2 V}{\partial y\partial z}\right)_0 \int yz\rho dv\right]
\end{aligned}$$

Primul termen reprezintă energia de interacţiune cu câmpul electric a unei sarcini punctiforme. Următorii trei termeni reprezintă energia de interacţiune dipolară cu câmpul electric. Considerând o distribuţie de sarcină simetrică rezultă că momentele de dipol electric sunt nule iar această energie este nulă. Ultimii şase termeni reprezintă energia de interacţie cuadripolară cu câmpul electric. Cele şase integrale definesc cele şase componente ale momentului de cuadripol. Datorită simetriei componentele cuadripolare în care apar produsele xy, yz, zx se anulează.

Mai mult, nici celelalte trei componente ale momentului de cuadripol nu sunt independente. Dacă se consideră ca axa Oz este axă de simetrie, integrala ce conţine pe y^2 dă acelaşi rezultat ca integrala ce conţine pe x^2.

Atunci, energia de interacţie cuadripolară devine:

$$E_2 = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial^2 V}{\partial z^2}\right)_0 \int z^2\rho dv + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2}\right)_0 \int \frac{x^2+y^2}{2}\rho dv \qquad (6.24)$$

Din ecuaţia lul Laplace rezultă:

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} = -\frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \qquad (6.25)$$

Dar $x^2 + y^2 = r^2 - z^2$. Atunci:

$$E_2 = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial^2 V}{\partial z^2}\right)_0 \int z^2\rho dv - \frac{1}{2}\left(\frac{\partial^2 V}{\partial z^2}\right)_0 \int \frac{r^2 - x^2}{2}\rho dv$$

sau:

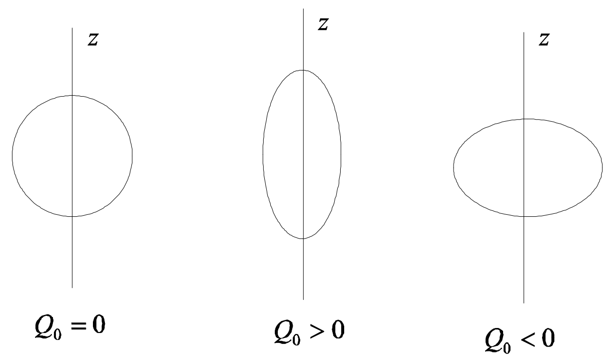

Figura 6.3: Legătura dintre forma nucleului şi momentul de cuadripol.

$$E_2 = \frac{1}{4}\left(\frac{\partial^2 V}{\partial z^2}\right)_0 \int (3z^2 - r^2)\rho dv = \frac{eQ_0}{4}\left(\frac{\partial^2 V}{\partial z^2}\right)_0 \tag{6.26}$$

unde Q_0 este momentul de cuadripol.

$$Q_0 = \frac{1}{e}\int (3z^2 - r^2)\rho dv \tag{6.27}$$

Expresia de mai sus este o simplă mediere spaţială a expresiei $(3z^2 - r^2)$ relativ la distribuţia de sarcină astfel că pentru un nucleu putem scrie:

$$Q_0 = Z\left(3\left\langle z^2\right\rangle - \left\langle r^2\right\rangle\right) \tag{6.28}$$

unde Z este numărul de protoni din acesta. Dimensiunea lui Q se exprimă în m^2. Din cauza dimensiunilor foarte mici ale nucleelor se utilizează de obicei o altă unitate de măsură şi anume barnul (1 barn=10^{-28} m^2).

Deoarece $\langle r^2\rangle = \langle x^2\rangle + \langle y^2\rangle + \langle z^2\rangle$ şi cum pentru nucleele sferice $\langle x^2\rangle = \langle y^2\rangle = \langle z^2\rangle$ rezultă că $\langle z^2\rangle = \langle r^2\rangle/3$. Astfel pentru o distibuţie sferică de sarcină $Q_0 = 0$. Dacă se consideră un nucleu pentru care $\langle z^2\rangle \neq \langle r^2\rangle/3$ atunci există două posibilităţi (Fig. 6.3):

a) $\langle z^2\rangle > \langle r^2\rangle/3$ când nucleul este alungit de-a lungul axei Oz şi $Q_0 > 0$

b) $\langle z^2\rangle < \langle r^2\rangle/3$ când nucleul este turtit de-a lungul axei Oz şi $Q_0 < 0$.

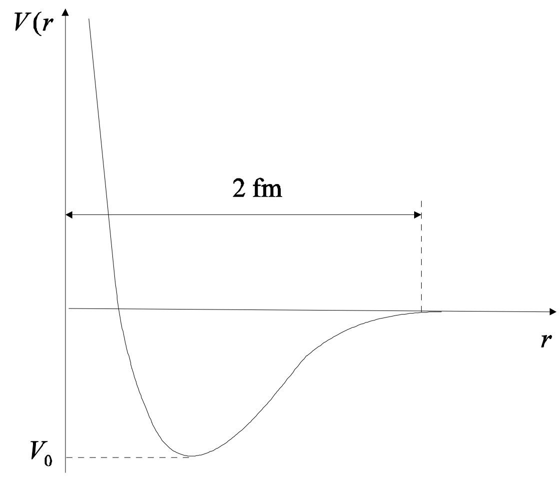

Figura 6.4: Forma energiei potenţiale de interacţie internucleonică

Discuţia anterioară este similară celei din mecanica clasică, o tratare a problemei în mecanica cuantică implicând de exemplu exprimarea densităţii de sarcină ρ prin modulul pătrat al funcţiei de stare nucleare. Pentru un nucleu cu numărul cuantic al momentului cinetic total egal cu $J > 0$ rezultă:

$$Q = \frac{2J-1}{2\left(J+1\right)}Q_0 \tag{6.29}$$

În cazul $J = 0$, $Q = 0$ deoarece nici o axă de simetrie nu poate fi definită. Deasemenea momentul de cuadripol se anulează când $J = 1/2$. Pentru valori mari ale lui J, $Q \simeq Q_0$. Au fost măsurate multe momente cuadripolare iar valorile lor au fost găsite ca aparţinând intervalului $1-8$ barn. Valori mari ale momentului de cuadripol au pământurile rare.

6.2 Forţe nucleare şi energia de interacţiune nucleară

Pentru ca nucleele să fie stabile este necesar ca între nucleoni să existe forţe de interacţiune care să-i ţină apropiaţi unii de alţi. Aceste forţe trebuie să fie suficient de puternice pentru a contracara acţiunea forţelor repulsive de natură electrostatică care există între protoni. Vom considera că aceste forţe derivă dintr-o energie potenţială cu simetrie radială:

$$\vec{F}\left(\vec{r}\,\right) = -\nabla V\left(\vec{r}\,\right) \tag{6.30}$$

Energia medie de legătură pe nucleon (B/A) este aproximativ constantă pentru nucleele stabile şi are valoarea de aproximativ 8 MeV. Aceasta arată că energia necesară pentru a îndepărta un nucleon din nucleu este aproximativ independentă de numărul de nucleoni pe care acesta îi conţine. Această constanţă a raportului B/A implică faptul că energia potenţială de interacţie dintre nucleoni nu are o rază mare de acţiune şi dependenţa de r trebuie să difere mult faţă de $1/r$. Concluzia care poate fi trasă este aceea că energia potenţială are rază mică de acţiune iar în nucleu nucleonii sunt supuşi unor forţe atractive datorate vecinilor nucleonului respectiv (această proprietate poartă numele de proprietatea de saturare a forţelor nucleare). Deoarece distanţa dintre doi nucleoni este în jur de $1{,}8\times10^{-15}$ m $=1{,}8$ fm putem presupune că forţele de interacţiune dintre nucleoni se manifestă pe o distanţă de 2 fm.

O altă proprietate a potenţialului nuclear V rezultă din faptul că volumul nucleului este proporţional cu numărul de masă A. Acestă proporţionalitate implică faptul că deşi energia potenţială de interacţie determină forţe atractive nu se ajunge la un colaps al nucleului. Acest fapt se datorează existenţei unei componente repulsive care are o rază de acţiune mult mai mică decât raza de acţiune a componentei atractive a forţelor nucleare. Această componentă ţine la distanţă nucleonii unii faţă de alţii. Forma energiei potenţiale de interacţie este arătată în Fig. 6.5:

6.2.1 Deuteronul

Informaţii cu privire la energia potenţială de interacţie dintre nucleoni pot fi obţinute dacă se studiază proprietăţile unui sistem format din 2 nucleoni (deuteronul) care este format dintr-un proton şi un neutron. Deuteronul mai este cunoscut şi sub denumirea de hidrogen greu (^{2}H). Pentru acesta s-au determinat experimental mai multe mărimi:

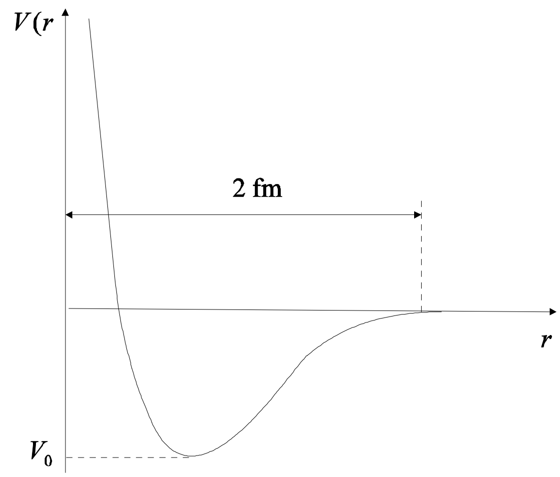

Figura 6.5: Forma energiei de interacţie internucleonice

Energia de legătură	$B = 2,23$ MeV
Momentul cinetic	$J = 1$
Momentul magnetic	$\mu = 0,86\mu_N$
Momentul electric de cuadripol	$\mu = 0,86\mu_N$
Paritatea stării	$P = 1$

Pentru determinarea teoretică a valorilor de mai sus este nevoie să se rezolve ecuaţia Schrödinger făcând anumite presupuneri asupra energiei potenţiale internucleonice. Pentru simplificare vom considera această energie de forma unei gropi de potenţial (Fig. 6.6).

Ecuaţia care trebuie rezolvată este:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + V(r)\right] u(r,\theta,\varphi) = Eu(r,\theta,\varphi) \tag{6.31}$$

unde r, θ, φ sunt coordonatele sferice, iar:

$$m = \frac{m_n m_p}{m_n + m_p} \simeq \frac{m_p}{2} \tag{6.32}$$

este masa redusă a sistemului.

Deoarece energia potenţială are o simtrie sferică funcţia de stare are forma $u(r,\theta,\varphi) = R_{nl}Y_{lm}(\theta,\varphi)$ unde $Y_{lm}(\theta,\varphi)$ sunt funcţiile sferice.

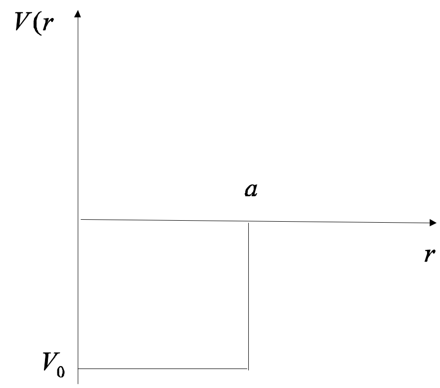

Figura 6.6: Energia potenţială considerată sub forma unei gropi de potenţial

6.2.2 Starea fundamentală a deuteronului

Energia stării fundamentale este mică şi deuteronul nu are stări excitate. Din acest motiv vom considera pentru funcţia de stare cele mai mici valori posibile ale numerelor cuantice: $n = 1$, $l = 0$, $m = 0$. Astfel starea fundamentală a deuteronului este o stare S $(l = 0)$. Deoarece protonul şi neutronul au spini egali cu $1/2$, există două posibilităţi pentru realizarea acestei stări:

a) Pentru $J = 1$ se realizează starea de triplet $^3S_1$

b) Pentru $J = 0$ se realizează starea de singlet $^1S_0$

Experienţa arată că starea care se realizează este aceea de triplet. Această afirmaţie este confirmată de luarea în consideraţie a momentului magnetic. În starea S nu există nici o contribuţie la momentul magnetic datorită mişcării orbitale a protonului, astfel că momentul magnetic rezultă din momentele magnetice intrinseci ale neutronului şi protonului. Cum în această stare $J = 1$ momentele de spin ale neutronului şi protonului sunt aliniate în acelaşi sens. Rezultă că şi momentele magnetice corespunzătoare sunt aliniate în aceleaşi sens, astfel că momentul magnetic total al deuteronului este:

$$\mu = \mu_n + \mu_p = 0,88\mu_n \tag{6.33}$$

valoare care este apropiată de valoarea determinată experimental.

6.2.3 Energia stării fundamentale a deuteronului

Deoarece $l = 0$, $m = 0$, Y_{00} este o constantă. Rămâne de rezolvat ecuaţia radială satisfăcută de R_{10}. Efectuăm substituţia $R_{10} = v/r$. Din (6.31) rezultă ecuaţia pentru v:

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2v}{dr^2} + V(r)\,v = E_{10}v \tag{6.34}$$

Pentru starea fundamentală E_{10} este negativă şi egală cu energia de legătură cu semn schimbat $-B$. Energia potenţială $V(r)$ este:

$$V(r) = \begin{cases} -V_0 \text{ pentru } r \leq a \\ 0 \text{ pentru } r > a \end{cases} \tag{6.35}$$

În cazul $r \leq a$ ecuaţia (6.34) devine:

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2v}{dr^2} = (V_0 - B)\,v \tag{6.36}$$

unde ţinem cont că V_0 şi B sunt mărimi pozitive şi $V_0 - B > 0$.

Soluţia acestei ecuaţii este de forma:

$$v_1 = A\sin k_1 r + C\cos k_1 r \tag{6.37}$$

unde:

$$k_1 = \sqrt{\frac{2m(V_0 - B)}{\hbar^2}} \tag{6.38}$$

iar A şi C sunt constate. Atunci:

$$R_{10}(r) = A\frac{\sin k_1 r}{r} + C\frac{\cos k_1 r}{r} \tag{6.39}$$

Deoarece când $r \to 0$, $\dfrac{\sin k_1 r}{r} \to k_1$, iar $\dfrac{\cos k_1 r}{r} \to \infty$ este necesar să considerăm $C = 0$. Astfel, soluţia ecuaţiei (6.34) în acest caz este:

$$v_1 = A\sin k_1 r \tag{6.40}$$

În cazul $r > a$ ecuaţia (6.34) devine:

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2v}{dr^2} = -Bv \tag{6.41}$$

care are soluţia generală:

$$v_2 = De^{-k_2 r} + Fe^{k_2 r} \tag{6.42}$$

unde:

$$k_2 = \sqrt{\frac{2mB}{\hbar^2}} \tag{6.43}$$

Deoarece $e^{k_2 r} \to \infty$ când $r \to \infty$, este necesar să alegem $F = 0$. Atunci:

$$v_2 = De^{-k_2 r} \tag{6.44}$$

Impunem apoi condiţiile ca v şi dv/dr să fie continue în $r = a$,

$$v_1(a) = v_2(a) \tag{6.45}$$

$$\left.\frac{dv_1}{dr}\right|_{r=a} = \left.\frac{dv_2}{dr}\right|_{r=a} \tag{6.46}$$

Rezultă:

$$A \sin k_1 a = De^{-k_2 a} \tag{6.47}$$

$$k_1 A \cos k_1 a = -k_2 De^{-k_2 a} \tag{6.48}$$

Din împărţirea celor două relaţii rezultă:

$$\mathrm{ctg} k_1 a = -\frac{k_2}{k_1} = -\sqrt{\frac{B}{V_0 - B}} \tag{6.49}$$

Această ecuaţie conţine două necunoscute: lărgimea gropii de potenţial a şi adâncimea ei V_0. Deoarece B este relativ mic în comparaţie cu energia medie de legătură dintre nucleoni într-o primă aproximaţie îl putem neglija în comparaţie cu V_0, astfel că ecuaţia (6.49) se reduce la:

$$\mathrm{ctg} k_1 a = 0 \tag{6.50}$$

unde:

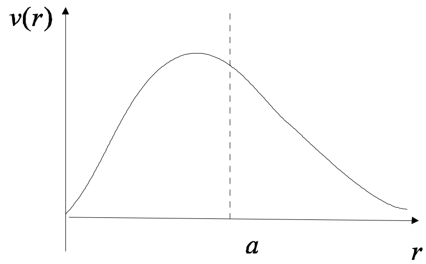

Figura 6.7: Forma funcţiei $v(r)$

$$k_1 = \sqrt{\frac{2mV_0}{\hbar^2}} \tag{6.51}$$

Din ecuaţia (6.50) rezultă $k_1 a = \pi/2,\ 3\pi/2,\ 5\pi/2....$ Deoarece am considerat rezolvarea ecuaţiei în starea fundamentală vom considera doar cazul $k_1 a = \pi/2$. Atunci:

$$V_0 a^2 \simeq \frac{\pi^2 \hbar^2}{4m_p} \simeq 10^{-28}\ \text{MeVm}^2 \tag{6.52}$$

6.2.4 Forma detaliată a energiei potenţiale internucleonice

Forma funcţiei de stare $v(r)$ este reprezentată în Fig. 6.7

Din forma funcţiei $v(r)$ se deduce că sistemul celor doi nucleoni se află în afara gropii de potenţial cam 40% din timp. Dacă presupunem că $a = 2$ fm din relaţia (6.52) rezultă că $V_0 \simeq 25$ MeV. Dacă se utilizează relaţia mai exactă (6.49) rezultă $V_0 \simeq 35$ MeV.

O altă observaţie care poate fi făcută este aceea că energia de interacţie este dependentă de spin. Aceasta rezultă din faptul că deuteronul se află în starea de triplet cu $J = 1$ şi nu se poate afla în starea de singlet cu $J = 0$. Aceasta înseamnă că energia de interacţie dintre cei doi nucleoni este mult mai mică în starea de singlet decât energia de interacţie în starea de triplet.

Informaţii asupra dependenţei de spin a forţelor nucleare pot fi obţinute în procesele de împrăştiere a neutronilor de energi mici pe protoni. În acest caz trebuie luate în considerare doar undele S $(l = 0)$. Brown şi Jackson au obţinut în anul 1976 următoarele rezultate:

a) pentru starea de triplet $(J = 1)$, $V_{0t} = 31,3$ MeV, $a_t = 2,21$ fm

b) pentru starea de singlet $(J = 0)$, $V_{0s} = 13,4$ MeV, $a_s = 2,65$ fm

Această diferenţă între energiile potenţiale de triplet şi singlet implică existenţa operatorilor de spin ai celor doi nucleoni în expresia matematică a energiei:

$$V = V_C + V_s = f_C(r) + f_S(r)\,\vec{s}_1\vec{s}_2 \tag{6.53}$$

unde f_C reprezintă partea ce corespunde forţelor centrale, iar f_S reprezintă partea dependentă de spin. Operatorul $\vec{s}_1\vec{s}_2$ are valorile proprii $\hbar^2/4$ în cazul în care $J = 1$ şi $-3\hbar^2/4$ în cazul în care $J = 0$, fapt ce determină diferenţa dintre energia de interacţie dintre cei doi nucleoni în starea de triplet şi singlet.

Datorită faptului că momentul de cuadripol nu este nul $(Q \neq 0)$, deuteronul nu are o simetrie perfect sferică. Forma lui este mai degrabă una elipsoidală. În starea $^3S_1$ funcţia de stare nu posedă o dependenţă unghiulară şi atunci $Q = 0$. Aceasta înseamnă că funcţia de stare trebuie să prezinte o anumită dependenţă unghiulară adică ea trebuie să aibă şi o altă componentă. Există trei posibilităţi pentru componenta respectivă şi anume să descrie stările: $^3P_1$ $(S = 1,\ L = 1,\ J = 1)$, $^1P_1\,(S = 0,\ L = 1,\ J = 1)$, $^3D_1\,(S = 1,\ L = 2,\ J = 1)$. Primele două stări nu sunt acceptabile din cauză că au paritatea $P = -1$ în timp ce starea $^3S_1$ are paritatea $P = 1$. Deoarece starea nucleară a deuteronului are paritatea unu, singura stare care poate fi admisă este $^3D_1$. Atunci, funcţia de stare este o combinaţie între funcţiile de stare corespunzătoare stărilor $^3S_1$ şi $^3D_1$. Ea este o stare mixtă. Funcţia de stare a deuteronului are forma:

$$\Psi = (1-p)^{1/2}\,\Psi\left(^3S_1\right) + p^{1/2}\Psi\left(^3D_1\right) \tag{6.54}$$

unde p este probabilitatea ca deuteronul să se afle în starea $^3D_1$. Din valoarea măsurată a momentului de cuadripol rezultă că $p \sim 5 - 8\%$. Deoarece $Q > 0$ forma deuteronului este elipsoidală (Fig. 6.3). Componenta adiţională la energia de interacţie care determină o astfel de formă pentru deuteron este cunoscută sub denumirea de componenta tensorială şi are forma:

$$V_T = f_T(r)\left[\frac{3(\vec{s}_1\vec{r})(\vec{s}_2\vec{r})}{r^2} - \vec{s}_1\vec{s}_2\right] \tag{6.55}$$

unde $f_T(r)$ este o funcţie ce dă dependenţa radială a energiei respective.

În afară de aceşti termeni există şi alte contribuţii. Un fenomen interesant este acela de schimb. S-a făcut următoarea experienţă: Neutroni cu energii de 500 KeV au fost împrăştiaţi pe protoni. Deoarece energia potenţială de interacţie este mică în raport cu energia neutronilor ne-am fi aşteptat ca numai o mică parte din energie să fie transferată protonului, iar neutronul să-si continue drumul cu cea mai mare parte din energie. De fapt s-a găsit că protonul este împrăştiat înainte cu o energie foarte mare. Acest fenomen se petrece astfel: neutronul preia sarcina protonului transformându-se într-un proton în timp ce protonul original se transformă într-un neutron.

O ultimă observaţie care trebuie făcută este aceea că forţele internucleare sunt independente de sarcină. Forţa de interacţie este aceiaşi între doi neutroni, între doi protoni, şi între un neutron şi un proton. Stările cu doi protoni şi doi neutroni nu se realizează datorită principiului de excluziune Pauli.

În concluzie despre forţele nucleare putem spune că:

- au rază mică de acţiune
-sunt atractive
- au propietatea de saturaţie
-nu depind de sarcină

6.3 Modele nucleare

6.3.1 Modelul picăturii de lichid

Modelul este bazat pe ideea că nucleul se comportă asemănător unei picături de lichid. De exemplu în cazul lichidelor forţele intermoleculare sunt forţe cu rază scurtă de acţiune, astfel că energia necesară vaporizării unei mase de lichid dintr-o picătură este independentă de dimensiunea picăturii ceea ce înseamnă că energia de legătură a moleculelor în picătură este independentă de mărimea acesteia. În acelaşi mod energia de legătură pe nucleon este independentă de A.

Modelul picăturii de lichid se aplică la nuclee grele pentru a calcula energia de legătură şi a studia procesul de fisiune nucleară. El se aplică în general pentru nucleele cu $A > 30$.

Ideea de bază de la care se porneşte este aceea că energia de legătură este dată de suma mai multor termeni, forma acestor termeni fiind determinată de considerente de natură fizică. Termenii depind de anumiţi parametri care sunt determinaţi din compararea datelor teoretice cu valorile experimentale. Pentru un nucleu cu numărul atomic Z şi numărul de masă A există următorii termeni care contribuie la energia de legătură a nucleului:

1. Energia de volum. Aceasta reprezintă contribuţia forţelor atractive care acţionează asupra fiecărui nucleon din partea nucleonilor vecini. Dacă fiecare nucleon contribuie cu energia a_v la energia de legătură atunci:

$$B_v = a_v A \tag{6.56}$$

2. Energia de suprafaţă. Nucleonii de lângă suprafaţă interacţionează cu mai puţini nucleoni faţă de cei care sunt în interiorul nucleului. De aceea energia de legătură este micşorată cu o cantitate proporţională cu numărul de nucleoni aflaţi la suprafaţă (fenomenul este analog cu existenţa unei tensiuni superficiale pentru o picătură de lichid). Deoarece numărul de nucleoni aflaţi la suprafaţa nucleului este proporţional cu suprafaţa, el va fi proporţional şi cu $A^{2/3}$ deoarece raza nucleului este proporţională cu $A^{1/3}$ conform relaţiei 6.3. Rezultă:

$$B_s = -a_s A^{2/3} \tag{6.57}$$

3. Energia de interacţie coulombiană. Nucleul are sarcina totală Ze distribuită în mod uniform în interiorul unei sfere de rază R. Energia potenţială pentru o astfel de distribuţie de sarcină este:

$$E_p = \frac{3}{5}\frac{(Ze)^2}{4\pi\varepsilon_0 R} \tag{6.58}$$

Deoarece $R \sim A^{1/3}$ contribuţia acesteia la energia de legătură este de forma:

$$B_c = -a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} \tag{6.59}$$

4. Energia de asimetrie. Nucleele stabile uşoare sunt caracterizate prin faptul că $N \simeq Z$, şi $A \simeq 2Z$. Abaterea de la egalitatea $A = 2Z$ duce la micşorarea energiei de legătură. Astfel trebuie introdus un termen negativ care să depindă de diferenţa $A - 2Z$:

$$B_{as} = -a_{as}\frac{(A-2Z)^2}{A} \tag{6.60}$$

5. Energia de împerechere. Experienţa arată că nucleele cele mai stabile sunt nucleele par-pare, nucleele impar-impare sunt cel mai puţin stabile iar cele par-impare au o stabilitate intermediară. Efectul acesta este considerat prin intermediul unui nou termen de forma

$$\delta(A,Z) = \begin{cases} a_0 A^{-3/4}, & \text{pentru nucleele par-pare} \\ 0, & \text{pentru nucleele par -impare} \\ -a_0 A^{-3/4}, & \text{pentru nucleele impar-impare} \end{cases} \tag{6.61}$$

Valoarea pozitivă a lui δ pentru nucleele par-pare indică creşterea energiei de legătură.

Rezultă în final următoarea expresie a energiei de legătură:

$$B = a_v A - a_s A^{2/3} - a_c\frac{Z^2}{A^{1/3}} - -a_{as}\frac{(A-2Z)^2}{A} + \delta(A,Z) \tag{6.62}$$

Masa nucleului este:

$$M_N = Zm_p + (A-Z)\,m_n - B \tag{6.63}$$

Comparând masele nucleare calculate cu expresia (6.63) cu cele determinate experimental rezultă următoarele valori pentru parametrii ce intră în relaţia (6.62): $a_v = 15,76$ MeV, $a_s = 17,81$ MeV, $a_c = 0,71$ MeV, $a_{as} = 23,70$ MeV, $a_0 = 34$ MeV.

Cu ajutorul modelului picăturii se poate găsi relaţia dintre A şi Z pentru toate nucleele stabile. Pentru aceasta se derivează relaţia (6.62) la Z, se egalează cu zero şi se obţine:

$$Z = \frac{A}{1,97 + 0,015A^{2/3}} \tag{6.64}$$

Formula permite calculul lui Z pentru izobarul β stabil pentru un număr de masă A dat. Trebuie remarcat că deşi (6.62) permite calculul energiilor de legătură, a maselor nucleare, modelul nu poate fi utilizat pentru a explora în detaliu proprietăţile nucleare ca spinul, paritatea, momentul magnetic şi nivelele de energie.

6.3.2 Modelul păturilor nucleare

Modelul care a permis înţelegerea structurii nucleare este modelul păturilor nucleare care ia în consideraţie comportarea individuală a nucleonilor în nucleu. Se poate considera următoarea comportare a unui neutron în interiorul nucleului. Asupra unui neutron care se mişcă în interiorul nucleului forţa medie care acţionează asupra lui este aproximativ zero atâta timp cât este departe de marginile nucleului, deoarece el este încojurat din toate părţile de alţi nucleoni care-şi compensează reciproc acţiunile. Atunci când nucleonul se apropie de suprafaţă asupra lui vor începe să acţioneze forţe de atracţie fapt ce duce la o modificare în energia sa potenţială. Aceasta creşte de la o valoare negativă aproximativ constantă (când nucleonul este în interiorul nucleului) la zero atunci când neutronul ajunge departe de nucleu şi este în afara razei de acţiune a forţelor internucleonice. Se pot aplica aceleaşi argumente la studiul mişcării unui proton, cu excepţia faptului că atunci când acesta se îndepărtează de nucleu există forţe de repulsie electrostatică care dau o contribuţie pozitivă la energia potenţială de interacţie. Această energie este reprezentată în Fig. 6.8.

Considerând o particulă într-o astfel de groapă de potenţial prin rezolvarea ecuaţiei Schrödinger rezultă o serie de nivele de energie. Este de aşteptat ca nucleele în care nivelele energetice sunt complete să prezinte o stabilitate deosebită.

Numerele magice

A fost observat experimental că nucleele ce au următoarele valori pentru Z sau N, cunoscute sub denumirea de numere magice au o mare stabilitate. Numerele magice sunt:

$$2, 8, 20, 28, 50, 82, 126$$

Anumite caracteristici ale acestor nuclee sunt prezentate mai jos:

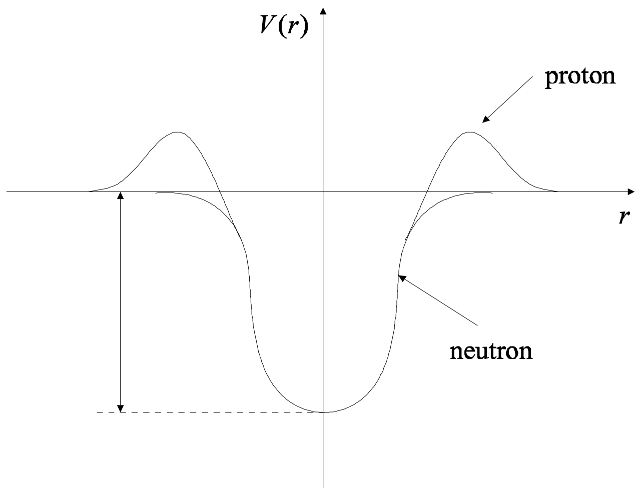

Figura 6.8: Energia potenţială medie pe care o are un neutron şi un proton în interiorul nucleului

1. Comparând masele nucleare reale cu cele date de formula (6.63) se găseşte că acestea sunt semnificativ mai mici când Z şi N sunt numere magice.

2. Nucleele care au pentru Z şi N ca valori numerele magice posedă mai mulţi izotopi stabili şi mai mulţi izotoni stabili decât nucleele vecine. De exemplu pentru $Z = 50$ există 10 izotopi stabili în comparaţie cu cei 4 izotopi stabili pentru celelalte nuclee. Pentru $N = 20$ există 5 izotoni stabili în timp ce pentru $N = 19$ nu există nici un izoton stabil iar pentru $N = 21$ există un singur izoton stabil.

3. Nucleele dublu magice sunt deosebit de stabile. Ca exemplu putem da nucleul de ^{4}He ($Z = 2$, $N = 2$), de ^{16}O ($Z = 8$, $N = 8$) şi nucleul de ^{206}Pb ($Z = 82$, $N = 126$) care este cel mai greu nucleu stabil.

4. Heliul precum şi nucleele având $N = 50$, 82, 126 prezintă o mare abundenţă în univers.

5. Primele stări excitate ale nucleelor cu un număr magic de protoni sau neutroni au energii mult mai mari decât în cazul nucleelor vecine.

6. Momentul de cuadripol este dependent de Z, fiind zero când Z este un număr magic (în acest caz forma nucleului este sferică).

Pentru a obţine anumite rezultate cantitative trebuie să fie făcute presupuneri asupra adâncimii şi lărgimii gropii de potenţial. Din studii de împrăştiere cu neutroni cu joasă energie rezultă: $V_0 \simeq 50$ MeV.

Pentru determinarea nivelelor nucleare de energie trebuie rezolvată ecuaţia Schrödinger pentru un nucleon care se mişcă într-un astfel de potenţial. Funcţiile proprii depind de numerele cuantice n, l, m_l în timp ce valorile proprii care corespund energiei depind de numerele cuantice n şi l. Ordinea nivelelor este arătată în Fig. 6.9 şi este diferită făţă de ordinea acestora în câmp coulombian.

Principiul lui Pauli permite ca pe un nivel cu numărul cuantic l să existe $2\,(2l+1)$ nucleoni. Rezultă că atunci când se ocupă nivelul $1s$ există 2 nucleoni, când se ocupă şi nivelul $1p$ numărul de nucleoni ajunge la 8, când se ocupă nivelul $1d$ se ajunge la 20 de nucleoni, restul numerelor magice nemaifiind posibil de obţinut, după ocuparea nivelului $1f$ numărul de nucleoni ajungând la 34. Astfel, în anul 1948 Mayer şi Jensen au sugerat că la energia potenţială $V\,(r)$ trebuie adăugată şi o energie potenţială datorită interacţiei spin-orbită:

$$V_{so}\,(r) = f\,(r)\,\vec{L}\vec{s} \tag{6.65}$$

unde $\vec{L}$ este momentul orbital al nucleonului, iar $\vec{s}$ este spinul nucleonului:

$$f\,(r) \sim \frac{1}{r}\frac{dV}{dr} \tag{6.66}$$

Efectul acestei interacţii constă în despicarea nivelelor energetice E_{nl} în două subnivele caracterizate de numerele cuantice corespunzătoare momentului cinetic total $j = l \pm 1/2$. Ca şi în cazul despicării nivelelor atomice ΔE este proporţional cu $2l+1$ şi este aproximativ:

$$\Delta E = E_{j=l+1/2} - E_{j=l-1/2} = 10\,(2l+1)\,A^{-2/3}\ \text{MeV} \tag{6.67}$$

Revenind la diagrama din Fig. 6.9 se observă că apar noi nivele pe fiecare din aceste nivele existând $2j+1$ nucleoni. Despicarea nivelelor creşte cu creşterea lui l $[l = 3\,(f)\,, 4\,(g)\,, 5\,(h)]$.

Momentul cinetic şi paritatea

Modelul în pături nucleare permite să se facă predicţii asupra spinilor şi parităţilor stărilor fundamentale ale anumitor nuclee şi anume acelea

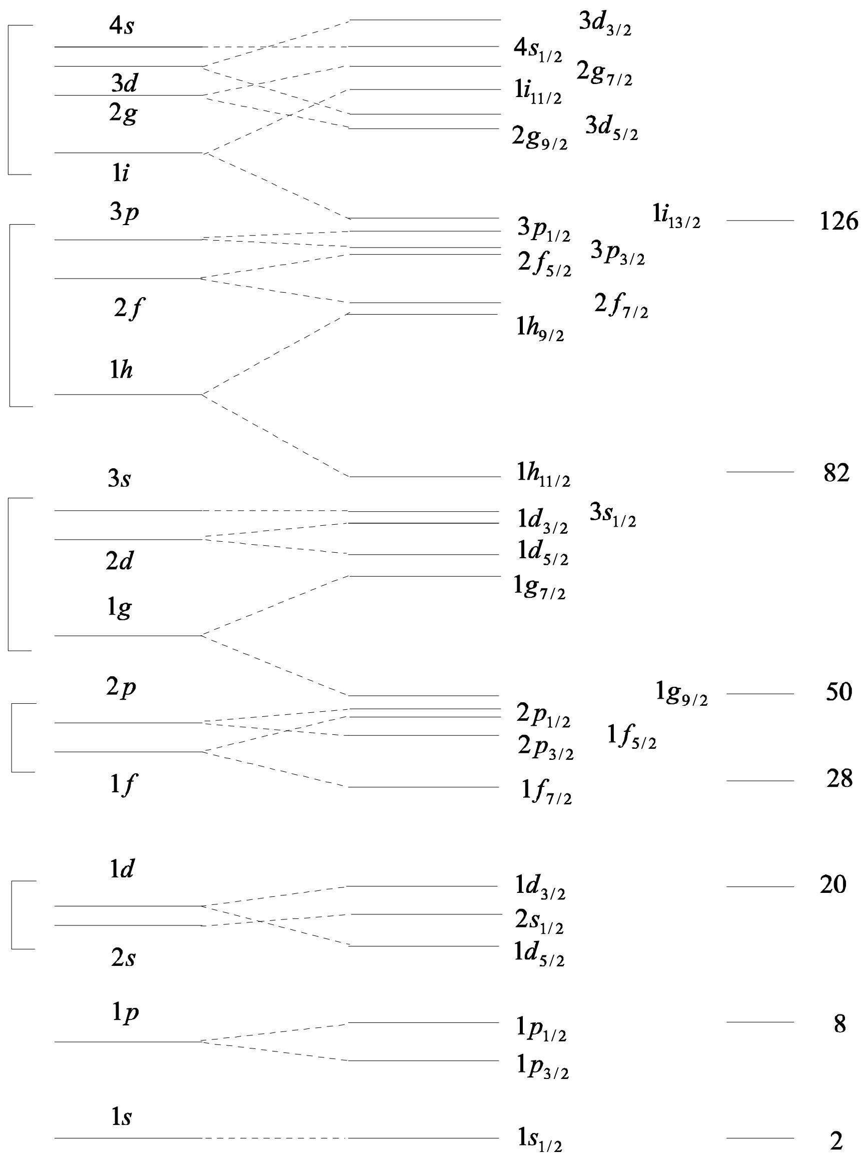

Figura 6.9: Nivele de energie într-o groapă de potenţial. În partea stângă sunt prezentate nivelele fară a lua în consideraţie interacţia spin orbită, iar în dreapta sunt prezentate nivelele energetice când se ia în considerare interacţia spin-orbită

care au păturile şi subpăturile complete precum şi acele nuclee care au un nucleon în plus sau în minus faţă de o pătură completă. Trebuie remarcat că pe un nivel caracterizat de numărul cuantic j pot exista $2j+1$ nucleoni a căror componentă pe axa Oz a momentului cinetic este caracterizată de numerele cuantice $m=-j,-j+1,....,j$. Valoarea totală a componentei după axa Oz a momentului cinetic al nucleonilor de pe pătura respectivă este zero ($\sum m=0$). Aceasta implică faptul că şi momentul cinetic total este nul. Astfel, nucleele la care toate subpăturile sunt ocupate complet au momentul cinetic total nul $J=0$. Deoarece $j=l\pm 1/2$ este semiîntreg $2j+1$ este un număr par, astfel că nucleele de acest tip sunt nuclee par-pare. Predicţia pentru J este în concordanţă cu observaţiile experimentale.

Deoarece parităţile tuturor nucleonilor într-o subpătură sunt aceleaşi şi $P=(-1)^l$ rezultă că paritatea totală a nucleonilor de pe o pătură completă, care este produsul parităţilor componenţilor, este $P=1$. Atunci paritatea totală a nucleului având păturile complete este tot $P=1$. Pentru astfel de nuclee $J^P=0^+$. Cele mai multe nuclee din această categorie sunt nucleele dublu magice ($^4_2$He, $^{16}_8$O, $^{208}_{82}$Pb) dar sunt şi altele ca $^{12}_6$C (subpăturile $1s_{1/2}$ şi $1p_{1/2}$ sunt complete).

Să considerăm cazul nucleelor cu un nucleon în plus faţa de situaţia în care $J=0^+$. Atunci, momentul cinetic total şi paritatea sunt determinate de nucleonul în plus. De exemplu $^{17}_8$O are un neutron în plus în starea $1d_{5/2}$ pentru care $j=5/2$, $l=2$ şi $P=(-1)^l=1$. Atunci starea în care se află nucleul este $J^P=\frac{5}{2}^+$ în concordanţă cu datele experimentale. În cazul $^{41}_{20}$Ca nucleonul impar este în starea $1f_{7/2}$ iar starea nucleului este $J^P=\frac{7}{2}^-$, din nou în concordanţă cu datele experimentale.

Rezultate similare se obţin în cazul în care unei pături îi lipseşte un nucleon. O pătură cu un nucleon în minus are acelaşi moment cinetic cu cel al nucleonului lipsă deoarece momentul cinetic total combinat cu momentul cinetic al nucleonului lipsă trebuie să fie egal cu zero. Astfel, nucleul $^{15}_7$N care are un gol în subpătura $1p_{1/2}$ se află în starea $J^P=\frac{1}{2}^-$. Nucleul $^{207}_{82}$Pb are un gol în subpătura $3p_{1/2}$ astfel că $J^p=\frac{1}{2}^-$. Ambele predicţii sunt în concordanţă cu experienţa.

Pentru alte tipuri de nuclee trebuie făcute alte consideraţii. Modelul păturilor nucleare este un model aproximativ în sensul că interacţia dintre nucleoni este aproximată cu o energie potenţială $V(r)$ precum şi cu o energie potenţială legată de interacţia spin-orbită pentru o singură particulă. Astfel, trebuie să existe o interacţie reziduală care reprezintă diferenţa dintre interacţia efectivă şi cea aproximativă pe care am considerat-o până acum.

Energia potenţială internucleonică determină o forţă atractivă între perechile de nucleoni. Aceasta înseamnă că starea cu energia cea mai joasă este una în care fiecare pereche de nucleoni se află la o distanţă cât mai mică pentru ca forţele de atracţie să fie cât mai mari. Dar, conform principiului lui Pauli doi nucleoni nu pot fi în aceiaşi stare cu acelaşi set de numere cuantice. Astfel, cea mai joasă energie pentru 2 nucleoni aflaţi pe subpătura j trebuie să aibă numerele cuantice corespunzătoare proiecţiei momentului cinetic pe axa Oz m şi $-m$. Aceasta înseamnă că momentul cinetic al unui nucleon dintr-o pereche este de sens opus celuilalt nucleon din pereche. Momentul total al unei perechi este zero.

Acceptând existenţa efectului de împerechere rezultă că toate nuclele par-pare sunt în starea $J^P = 0^+$, cum a fost găsit experimental, deoarece nucleonii se împerechează doi câte doi având un moment cinetic total nul. Mai mult, orice nucleu par-impar provine dintr-un nucleu par-par la care s-a adăugat un nucleon. Rezultă că momentul cinetic total şi paritatea sunt egale cu valorile acestor mărimi pentru nucleonului adiţional. Există excepţii de la aceste reguli. Astfel, pentru ${}^{106}_{47}$Ag este aşteptat ca să existe 7 protoni pe nivelul energetic $1g_{1/2}$ astfel că starea nucleului trebuie să fie $\frac{9}{2}^+$. Experimental se găseşte că starea nucleului este $\frac{1}{2}^-$. Aceasta rezultă din faptul că dacă se face un calcul mai exact, din punct de vedere energetic este mai favorabilă configuraţia ca să existe 8 protoni pe nivelul $1g_{1/2}$ şi un singur proton pe nivelul $2p_{1/2}$. Protonul impar se află astfel pe nivelul $2p_{1/2}$ şi el este nucleonul care determină momentul nucleului şi paritatea nucleului. În cazul nucleelor impar-impare modelul nu dă rezultate satisfăcătoare.

Momente magnetice şi momentul de cuadripol

În cazul unui nucleu cu momentul cinetic total $\vec{J}$, momentul magnetic este:

$$\vec{\mu}_j = g_j \frac{e}{2m_p} \vec{J} \tag{6.68}$$

Aceasta înseamnă că pentru nucleele par-pare care au $J = 0$ în starea fundamentală nu există momente magnetice.

În schimb pentru nucleele par-impare care au un moment cinetic caracterizat de un număr cuantic J semiîntreg ne aşteptăm ca acestea să aibă momente magnetice. În acest model momentul magnetic al nucleului este dat de ultimul nucleon a cărui stare este caracterizată de numerele cuantice l, şi j. Există două contribuţii la momentul magnetic: una datorată spinului nucleonului, iar alta datorată mişcării orbitale. Pentru un singur nucleon operatorul moment magnetic poate fi scris ca:

$$\vec{\mu}_j = \frac{e}{2m_p}\left(g_L\vec{L} + g_s\vec{s}\right) \tag{6.69}$$

unde g_L şi g_s sunt factorii giromagnetici. g_L are valoarea 1 pentru proton şi 0 pentru neutron (acesta nu are sarcină electrică), $g_s = 5,5856$ pentru proton şi $g_n = -3,8262$ pentru neutron. Din relaţiile (6.68) şi (6.69) se obţine:

$$g_j\vec{J} = g_L\vec{L} + g_s\vec{s} \tag{6.70}$$

Multiplicând cu $\vec{J}$ relaţia (6.70) se obţine:

$$g_j\vec{J}^2 = g_L\vec{L}\vec{J} + g_s\vec{s}\vec{J} \tag{6.71}$$

Cum

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{s}$$

rezultă $\vec{s} = \vec{J} - \vec{L}$ şi $\vec{L} = \vec{J} - \vec{s}$. De aici rezultă:

$$\vec{L}\vec{J} = \frac{\vec{J}^2 + \vec{L}^2 - \vec{s}^2}{2} \tag{6.72}$$

$$\vec{s}\vec{J} = \frac{\vec{J}^2 + \vec{s}^2 - \vec{L}^2}{2} \tag{6.73}$$

Atunci relaţia (6.71) devine:

$$g_j\vec{J}^2 = \frac{1}{2}\left[g_L\left(\vec{J}^2 + \vec{L}^2 - \vec{s}^2\right) + g_s\left(\vec{J}^2 + \vec{s}^2 - \vec{L}^2\right)\right] \tag{6.74}$$

Ecuaţia de mai sus este o ecuaţie pentru operatori. Înlocuind apoi pătratul fiecărui operator unghiular prin valorile proprii corespunzătoare se obţine:

$$\mu_J = g_j \vec{J} = \frac{1}{2} J \left[g_L + g_s + (g_L - g_s) \frac{l(l+1) - 3/4}{J(J+1)} \right] \tag{6.75}$$

Dacă se utilizează această ecuaţie şi valorile factorilor giromagnetici g, momentele magnetice ale protonului sau neutronului impar μ_J se determină uşor în două cazuri şi anume când $J = l \pm 1/2$. Rezultatele obţinute cu ajutorul modelului nu duc la predicţii în conformitate cu datele experimentale. Pentru a realiza o concordanţa bună trebuie utilizate modele mai sofisticate.

Se observă că numai nucleele cu $J > 1/2$ au valori diferite de zero pentru momentul de cuadripol Q. Ne vom referi doar la nucleele par-impare cu un proton impar. În acest ultim caz utilizând modelul păturilor nucleare Q va fi determinat doar de nucleonul impar şi:

$$Q = \left(3 \left\langle z^2 \right\rangle - \left\langle r^2 \right\rangle\right) \tag{6.76}$$

unde Z a fost luat egal cu 1 (un singur proton) iar media va fi făcută peste orbita protonului. Mediile variază de la 10^{-30} m^2 pentru nucleele uşoare la 6×10^{-27} m^2 pentru nucleele grele. În cazul nucleelor cu un neutron impar $Q = 0$ deoarece neutronul nu are sarcină. Din punct de vedere experimental situaţia este diferită. Prima dată trebuie remarcat că nu există o mare diferenţă între valorile lui Q pentru nucleele care au un proton impar şi nucleele care au un neutron impar. În al doilea rând valorile găsite pentru Q pentru anumite nuclee sunt de 10 ori mai mari decât cele calculate. Astfel de nepotriviri pot fi explicate de o mişcare colectivă a nucleonilor în nuclee.

Stări excitate

În cazul nucleelor cu A impar, adică a nucleelor par-impare stările excitate rezultă din excitarea nucleonului neîmperecheat pe stările energetice superioare. De exemplu ^{17}O are un neutron pe nivelul $1d_{5/2}$ iar imediat deasupra acestui nivel se află nivelele $2s_{1/2}$ şi $1d_{3/2}$. Referindu-ne la diagrama nivelelor energetice din Fig. 6.9 într-adevăr prima stare excitată este o stare $\frac{1}{2}^+$ şi poate fi interpretată ca apărând din trecerea neutronului pe nivelul energetic $2s_{1/2}$ iar starea $\frac{3}{2}^+$ poate fi interpretată ca apărând din trecerea neutronului pe nivelul energetic $1d_{3/2}$.

În cazul nuceleelor par-pare obţinerea unei stări excitate se face prin ruperea unei perechi de nucleoni fapt ce complică mult lucrurile.

Modelul simplu al păturilor nucleare este în măsură să explice numerele magice, momentele cinetice ale nucleelor, ordinul de mărime al momentelor magnetice, existenţa stărilor excitate pentru nucleele care au un nucleon în plus sau în minus faţă de o pătură completă.

O ipoteză a acestui model este că nucleonii se mişcă fără ca ei să interacţioneze între ei. Acest fapt pare a nu fi în concordanţă cu realitatea datorită faptului că între nucleoni există forţe de interacţie.

6.4 Reacţii nucleare

O reacţie nucleară este iniţiată prin bombardarea unor nuclee ţintă cu un fascicol de nucleoni sau nuclee. La începutul dezvoltării fizicii nucleare erau folosite particulele α care proveneau din dezintegrări radiaoctive. În zilele noastre particulele sunt accelerate în acceleratoare de particule. Există două obiective majore în experienţele în care se studiază reacţiile nucleare:

1. Datele experimentale obţinute pot fi comparate cu predicţiile ce se fac asupra reacţiilor respective, în acest mod verificându-se modelele propuse pentru structura nucleului şi a reacţiilor însăşi.

2. Reacţiile nucleare sunt utilizate în spectroscopia nucleară pentru a se obţine informaţii asupra nivelelor nucleare.

6.4.1 Energetica reacţiilor nucleare

O reacţie nucleară este în general scrisă astfel:

$$A + a \rightarrow B + b \tag{6.77}$$

unde A este nucleul ţintă, a este particula proiectil care ajunge pe nucleul ţintă, B este nucleul care se formează după reacţia lor iar b este particula care rezultă în urma acestei reacţii. O reacţie poate fi scrisă simplificat astfel: $A\,(a,b)\,B$. Ca exemplu putem da reacţia:

$$^{9}_{4}\mathrm{Be} + ^{4}_{2}\mathrm{He} \rightarrow ^{12}_{6}\mathrm{C} + ^{1}_{0}\mathrm{n} \tag{6.78}$$

Reacţia nucleară poate fi mai complicată în sensul că pot exista mai mulţi produşi de reacţie. În continuare ne vom linita la situaţia în care există doar doi produşi de reacţie.

Reacţiile nucleare sunt guvernate de legile de conservare obişnuite: a impulsului, a energiei, a sarcinii şi a numărului total de nucleoni.

Din punct de vedere energetic importantă este energia de reacţie Q care reprezintă diferenţa dintre energia de repaus a particulelor în starea iniţială şi energia de repaus în starea finală:

$$Q = [(m_a + M_A) - (m_b + M_B)]\, c^2 \tag{6.79}$$

O altă expresie a lui Q se poate obţine utilizând legea conservării energiei. Considerăm că energia cinetică a particulei a în sistemul laboratorului este T_a iar nucleul ţintă se află în repaus. Atunci:

$$m_a c^2 + M_A c^2 + T_a = M_B c^2 + T_B + m_b c^2 + T_b \tag{6.80}$$

unde T_B şi T_b sunt energiile cinetice ale produşilor de reacţie. Rezultă:

$$Q = T_B + T_b - T_a \tag{6.81}$$

Există două situaţii:

a) $Q > 0$, când reacţia este însoţită de eliberare de energie. În acest caz spunem că reacţia este exoenergetică.

b) $Q < 0$, când reacţia este însoţită de creşterea energiei de repaus pe seama energiei cinetice. Spunem că reacţia este endoenergetică.

Q se măsoară în general în MeV şi ea poate fi determinată utilizând ecuaţia (6.79). Astfel, pentru reacţia (6.78) avem $M\,({}^4_2\mathrm{He}) = 4,002604u$, $M\,({}^9_4\mathrm{Be}) = 9,01219u$, $M\,({}^{12}_6\mathrm{C}) = 12,00000u$, $M\,({}^1_0\mathrm{n}) = 1,00867u$. Astfel se obţine $Q = 6,12 \times 10^{-3} uc^2$ unde $c = 3 \times 10^8$ m/s este viteza luminii în vid. Dar cum uc^2 =931,19 MeV rezultă energia de reacţie $Q = 5,7$ MeV. Câteva valori ale lui Q pentru diverse reacţii sunt prezentate mai jos:

${}^2\mathrm{D}({}^2\mathrm{D}, \mathrm{n}){}^3\mathrm{He}$	$Q = 3,3$ MeV
${}^{12}\mathrm{B}(\mathrm{p}, \mathrm{n}){}^{12}\mathrm{C}$	$Q = 12,6$ MeV
${}^{12}\mathrm{B}(\mathrm{p}, {}^3\mathrm{H}){}^{10}\mathrm{B}$	$Q = -6,3$ MeV
${}^{27}\,\mathrm{Al}(\gamma, \mathrm{p}){}^{26}\mathrm{Mg}$	$Q = -8,3$ MeV

6.4.2 Sistemul centrului de masă

Dacă $Q < 0$, legea conservării energiei cere ca în sistemul laboratorului energia cinetică a proiectilului să fie mai mare decât $|Q|$ deoarece conservarea impulsului interzice ca produşii de reacţie în starea finală să fie în repaus. Pentru a studia acest fapt vom discuta reacţia în sistemul centrului de masă. Conform legii conservării impulsului avem:

$$m_a v_a + M_A v_A = 0 \tag{6.82}$$

de unde

$$v_A = -\frac{m_a}{M_A} v_a \tag{6.83}$$

În sistemul centrului de masă energia totală este:

$$T = \frac{1}{2} m_a v_a^2 + \frac{1}{2} M_A v_A^2 = \frac{1}{2} m_a v_a^2 \left(1 + \frac{m_a}{M_A}\right) \tag{6.84}$$

În sistemul laboratorului nucleul ţintă este în repaus şi doar particula a se mişcă. Atunci energia cinetică este:

$$T' = \frac{1}{2} m_a v_a'^2 \tag{6.85}$$

unde v_a' este viteza relativă a particulei a faţă de nucleul A.

$$v_a' = v_a - v_A = v_a \left(1 + \frac{m_a}{M_A}\right) \tag{6.86}$$

Înlocuind în (6.85) relaţia (6.86) rezultă:

$$T' = T \left(1 + \frac{m_a}{M_A}\right) \tag{6.87}$$

Ţinând cont de condiţia ca să se producă o reacţie endoenergetică în sistemul centrului de masă $T > |Q|$. Atunci:

$$T' > |Q| \left(1 + \frac{m_a}{M_A}\right) \tag{6.88}$$

Cantitatea $|Q| \left(1 + \frac{m_a}{M_A}\right)$ reprezintă energia de prag pentru care are loc reacţia nucleară.

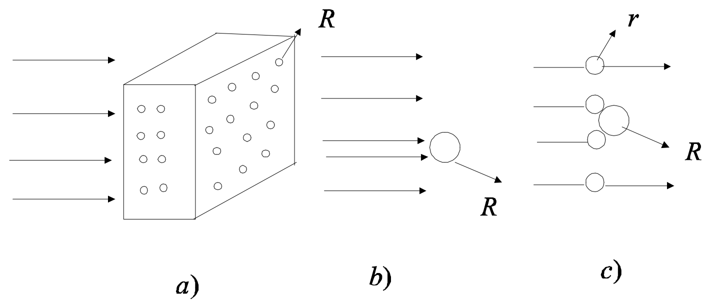

Figura 6.10: a) Interacţia dintre un fascicol de particule cu o ţintă constând din sfere rigide. b) Particule punctiforme care se ciocnesc de sfere de raze R. c) Particule de raze r care se ciocnesc de sfere de raze R.

6.4.3 Reacţiile nucleare şi secţiunile eficace

Să considerăm un fascicol ce cade pe o ţintă constând din obiecte sferice de rază R (Fig. 6.10). Fiecare sferă are aria secţiunii $\sigma = \pi R^2$, iar fiecare particulă ajungând în interiorul acestei arii loveşte sfera respectivă. Dacă particulele incidente sunt şi ele sfere de rază r aria de interacţie va creşte la valoarea $\pi (r + R)^2$. Probabilitatea de ciocnire creşte cu creşterea ariei de interacţie σ.

Întorcându-ne la reacţiile nucleare, trebuie remarcat că nucleele nu sunt sfere bine definite, deoarece densitatea lor variază cu raza. În plus, datorită razei finite de acţiune a forţelor nucleare, nu este nevoie ca să existe un contact direct între particulele care interacţionează. Astfel, vom considera ca măsură pentru probabilitatea de reacţie o secţiune pe care o vom nota tot cu σ şi pe care o vom denumi secţiune eficace. σ poate fi privită ca o secţiune totală de interacţie (σ_T) care este legată de probabilitatea ca să se petreacă ceva când particulele incidente şi ţinta interacţionează, sau poate fi privită ca o secţiune eficace parţială de interacţie când ea este legată de probabilitatea ca o anumită reacţie să aibă loc. Evident:

$$\sigma_T = \sum \sigma_i \tag{6.89}$$

Deşi σ nu reprezintă secţiunea nucleului care nu poate fi precis definită ne aşteptăm ca aceasta să fie de acelaşi ordin de mărime cu secţiunea sferică a nucleului. Deoarece raza nucleară este cuprinsă în intervalul 2 şi 7 fm atunci πR^2 va fi cuprinsă în intervalul 5×10^{-29} m^2 - $1,5 \times 10^{-27}$ m^2. Uzual secţiunile eficace se exprimă în fizica nucleară în barni (1 barn = 1b = 10^{-28} m^2)

Vom demonstra în continuare că atenuarea unui fascicol de particule ce trece printr-o ţintă este legată de σ. Fie o ţintă de arie A, grosime dz care conţine n nuclee pe unitatea de volum, astfel încât în fiecare secundă pe aria A să ajungă N particule. Dacă secţiunea eficace a fiecărui nucleu este σ avem:

-numărul total de nuclee din ţintă = $nAdz$

-secţiunea eficace corespunzătoare tuturor nucleelor = $n\sigma Adz$

Atunci, numărul de particule din fascicolul incident care interacţionează cu nucleele ţintă în unitatea de timp = (numărul de particule ce ajung pe unitatea de arie)$\times$(secţinea eficace corespunzătoare tuturor nucleelor):

$$\frac{N}{A}\sigma nAdz = N\sigma ndz$$

Acesta este numărul de particule care este îndepărtat din fascicolul incident. Notând cu dN variaţia numărului de particule din fascicolul incident prin reacţia nucleară ($dN < 0$) atunci:

$$dN = -N\sigma ndz \tag{6.90}$$

Pentru o ţintă de dimensiuni finite vom obţine atenuarea totală prin integrarea pe distanţa z:

$$\int_{N_0}^{N} \frac{dN}{N} = -\int_0^z n\sigma dz \tag{6.91}$$

unde N_0 este o măsură a intensităţii fascicolului incident iar N este o măsură a intensităţii fascicolului transmis. Rezultă:

$$N = N_0 \exp\left(-n\sigma z\right) = N_0 \exp\left(-\mu z\right) \tag{6.92}$$

unde $\mu = n\sigma$ este cunoscut sub denumirea de coeficient de atenuare. Inversul $1/n\sigma$ are dimensiunea unei lungimi şi reprezintă distanţa pe care fascicolul este atenuat cu un factor $1/e$.

În final vom introduce conceptul de secţiune eficace diferenţială. Situaţia este ilustrată în Fig. 6.11 unde produsul de reacţie este arătat ca împrăştiindu-se sub unghiurile polare θ şi φ în interiorul unghiului solid $d\Omega = \sin\theta d\theta d\varphi$

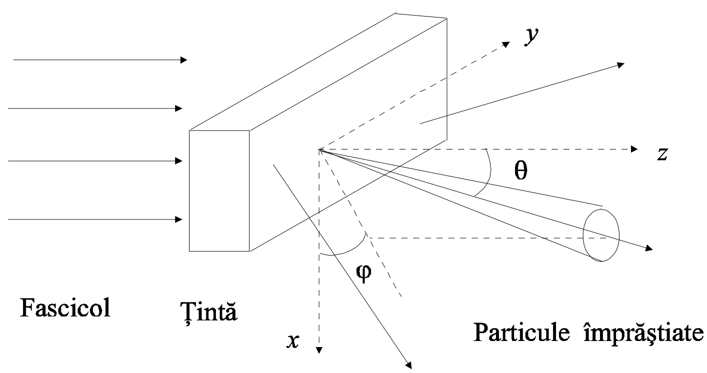

Figura 6.11: Particule incidente pe o ţintă

Pentru o anumită reacţie nucleară, σ este legat de probabilitatea ca reacţia să aibă loc iar produşii de reacţie să se deplaseaze în toate direcţiile posibile.

Mărimea $d\sigma/d\Omega$ este legată de probabilitatea ca produşii de reacţie să se găsească într-un unghi solid $d\Omega$ în jurul direcţiei caracterizate de unghiurile θ şi φ. $d\sigma/d\Omega$ este funcţie de unghiurile θ şi φ şi se numeşte secţiune diferenţială. Dacă particulele din fascicolul incident şi nucleele ţintei au spinii orientaţi haotic atunci $d\sigma/d\Omega$ va fi independent de φ.

Dacă se integrează secţiunea diferenţială pe unghiul solid 4π se obţine secţiunea eficace σ:

$$\sigma = \int_0^{4\pi} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega \tag{6.93}$$

Dacă $d\sigma/d\Omega$ este indepent de unghiul φ se obţine:

$$\sigma = 2\pi \int_0^{\pi} \frac{d\sigma}{d\Omega} \sin\theta d\theta \tag{6.94}$$

6.4.4 Tipuri de reacţii nucleare

Fie o particulă încărcată care se apropie de un nucleu. Prima interacţie va fi cea electrostatică iar dacă particula are o energie mică ea va fi împrăştiată pe un potenţial de tip coulombian. Ea va suferi o împrăştiere elastică fără ca ea să atingă nucleul. Modul în care are loc împrăştierea depinde de forma şi mărimea nucleului şi de potenţialul asociat acestuia. Un astfel de proces va fi simbolizat astfel:

$$A + a \rightarrow A + a \tag{6.95}$$

Dacă energia particulei este suficient de mare este posibil ca particula încărcată să traverseze bariera de potenţial şi să ajungă în regiunea în care se fac simţite forţele nucleare iar particula atinge practic nucleul. Există mai multe posibilităţi. Un nucleon poate fi excitat pe un nivel energetic superior în timp ce particula incidentă părăseşte nucleul cu o energie mai mică. Un astfel de proces poartă numele de ciocnire inelastică şi în urma lui nucleul rămâne într-o stare excitată. O altă posibilitate este ca particula incidentă să excite un mod colectiv de vibraţie sau rotaţie. Un astfel de proces este simbolizat prin:

$$A + a \rightarrow A^* + a \tag{6.96}$$

unde A^* are semnificaţia unei stări excitate a nucleului A.

Dacă energia particulei incidente este şi mai mare atunci în urma interacţiei nucleul poate suferi o transformare. Există două posibilităţi dependente de energia pe care o are particula incidentă şi de câtă energie este pierdută de particula incidentă. Astfel, dacă particula a are suficientă energie ea poate să părăsească nucleul determinând aparţia unui nucleon. Acest proces se scrie ca:

$$A + a \rightarrow B + a + b \tag{6.97}$$

unde B este nucleul rezidual iar b este nucleonul scos afară din nucleu după ciocnire. Dacă particula incidentă pierde foarte multă energie în cursul reacţiei ea nu va mai avea suficientă energie să părăsească nucleul şi va rămâne în interiorul nucleului:

$$A + a \rightarrow B' + b \tag{6.98}$$

Aceste tipuri de reacţii poartă numele de reacţii directe deoarece interacţiunea are loc mai degrabă doar cu un singur nucleon decât cu nucleul ca un întreg. Alte variante ale aceestui tip de reacţii sunt cele de stripping şi pick-up. În primul tip de reacţie particula incidentă (de obicei deuteronul) pierde unul din nucleoni care rămâne în interiorul ţintei în timp ce celălalt iese din aceasta. În al doilea tip de reacţie particula

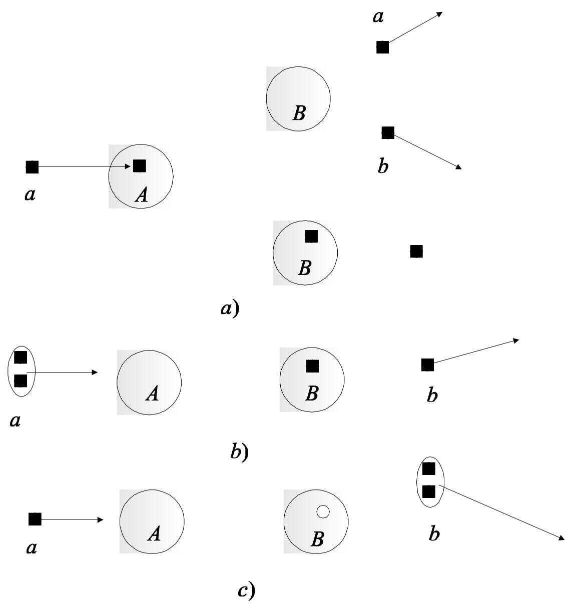

Figura 6.12: a) Exemple de reacţii directe b) Reacţie stripping c) Reacţie pick-up

incidentă loveşte un nucleon din ţintă căruia îi transmite suficientă energie pentru a ieşi din aceasta. Aceste posibilităţi sunt arătate în Fig. 6.12.

O altă posibilitate este aceea în care particula incidentă cade pe un nucleu din care nu are suficientă energie să iasă. În interiorul nucleului particula va suferi diverse ciocniri până ce energia va fi concentrată pe una sau mai multe particule care pot părăsi nucleul. Este posibil şi ca nucleul să piardă excesul de energie prin emisie de radiaţie electromagnetică (emisie gama). Starea nucleului după ce acesta a captat particula incidentă poartă numele de nucleu compus.

În cazul unei reacţii directe pentru o particulă cu energia de câţiva MeV reacţia are loc într-un interval de timp egal ca ordin de mărime cu timpul în care aceasta traversează nucleul ($\approx R/c \simeq 10^{-22}$ s). În cazul reacţiilor cu formare de nucleu compus intervalul de timp este mult mai mare (10^{-14} -10^{-20} s). Un proces în care apare un nucleu compus poate fi considerat în următoarele etape: a) formarea nucleului compus b) dezintegrarea nucleului compus:

$$A + a \to C^* = B + b \tag{6.99}$$

În final vom aminti despre modelul optic care a fost dezvoltat de Feshbach, Porter and Weisskpof în anul 1954 şi care este util în înţelegerea reacţiilor nucleare. El se bazează pe ideea că potenţialului tip groapă de potenţial (din modelul cu pături) i se adaugă o componentă imaginară:

$$V + iW \tag{6.100}$$

Ultimul termen este introdus pentru a lua în consideraţie că particula incidentă poate fi absorbită în reacţie. Numele vine din analogia cu optica unde termenul complex adăugat indicelui de refracţie este introdus pentru a lua în consideraţie absorbţia. Astfel, particula care interacţionează cu nucleul poate fi sau nu absorbită.

6.4.5 Împrăştiere şi absorbţie

Vom considera interacţia unei particule cu câmpul electrostatic al nucleului şi cu potenţialul optic (care ia în consideraţie posibilitatea ca particula să fie absorbită). Ne vom concentra numai asupra a ceea ce se întâmplă cu particula incidentă şi nu vom considera nici un detaliu referitor la posibilele reacţii nucleare.

Împrăştierea columbiană

Fie o particulă încărcată cu sarcina ze care se apropie de un nucleu cu sarcina Ze. Energia de interacţie dintre cele două particule este:

$$V_C = \frac{Zze^2}{4\pi\varepsilon_0 r} \tag{6.101}$$

unde r este distanţa măsurată din centrul nucleului. Atunci când particula ajunge în raza de acţiune a forţelor nucleare energia potenţială de interacţie se modifică în mod radical ca în Fig. 6.13 unde am prezentat simbolic energia potenţialului optic.

Aici efectul de interacţie al particulei cu nucleul prin intermediul forţelor nucleare este reprezentat de potenţialul optic $V + iW$. Bariera de potenţial poate fi depăşită dacă particula incidentă are energia

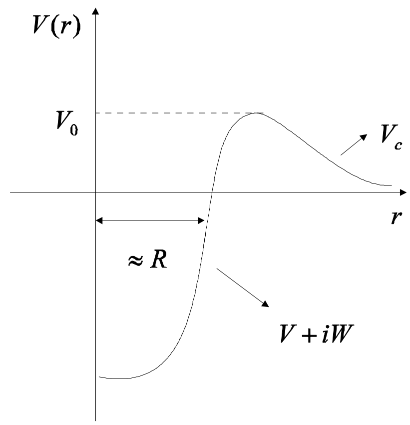

Figura 6.13: Energia potenţială a unei particule în vecinătatea nucelului

$$V_B = \frac{Zze^2}{4\pi\varepsilon_0 R} \tag{6.102}$$

unde R este raza nucleară. Valori tipice pentru V_B în cazul unui proton incident când $z = 1$ sunt:

Carbon	$(Z = 50)$	$V_B \simeq 3$ MeV
Argint	$(Z = 47)$	$V_B \simeq 12$ MeV
Plumb	$(Z = 82)$	$V_B \simeq 17$ MeV

Deşi în mecanica clasică, o particulă incidentă nu poate trece peste o barieră de potenţial decât dacă energia ei este mai mare ca V_B, conform mecanicii cuantice chiar dacă energia acesteia este mai mică dacât înălţimea barierei de potenţial ea poate penetra bariera (efectul tunel). Dacă însă energia particulei este mult mai mică decât înălţimea barierei efectul este neglijabil, iar particula va suferi o împrăştiere. Pentru a determina distanţa minimă la care particula ajunge se pune condiţia ca energia cinetică să fie egală cu energia potenţială la distanţa d_c. Se obţine:

$$d_c = \frac{zZe^2}{4\pi rT} \tag{6.103}$$

unde cu T am notat energia cinetică a particulei incidente. Împrăştierea coulombiană este prezentată în Fig. 6.14.

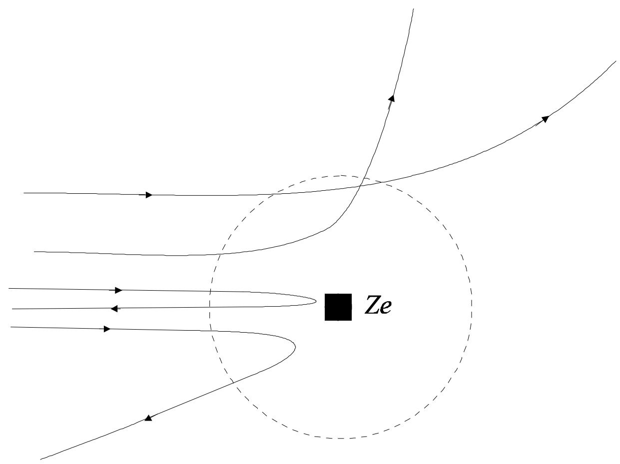

Figura 6.14: Împrăştierea unor particule încărcate în câmp coulombian

Un calcul detaliat arată că traiectoriile particulelor sunt hiperbole iar secţiunea diferenţială este de forma:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d_c^2}{16\sin^4\frac{\theta}{2}} \tag{6.104}$$

În Fig. 6.15 este reprezentată secţiunea diferenţială de interacţie într-un asfel de caz.

Împrăştiere şi absorbţie pe potenţialul nuclear

Să considerăm situaţia în care energia particulei este suficient de mare astfel încât distanţa minimă de apropiere d_C să cadă în interiorul razei de acţiune a potenţialului optic. Pentru energii înalte ne aşteptăm ca $d\sigma/d\Omega$ să difere de valorile date de ecuaţia (6.104) pentru valori mari ale unghiului θ. Acest lucru este ilustrat în cazul protonilor de 30 MeV care sunt împrăştiaţi pe nuclee de ^{208}Pb (Fig. 6.16).

Fluctuaţiile secţiunii diferenţiale pot fi considerate ca fiind asemănătoare intensităţii luminoase obţinute prin difracţie Fraunhoffer pe o sferă absorbantă. Absorbţia protonilor este luată în considerare prin partea imaginară a potenţialului optic iW. Pornind de la acesta şi de la distanţele dintre maxime se poate determina valoarea R a gropii de potenţial. Rezultă $R = (1,4 - 1,5)\, A^{1/3}$ fm. Aşa cum era de aşteptat expresia lui R

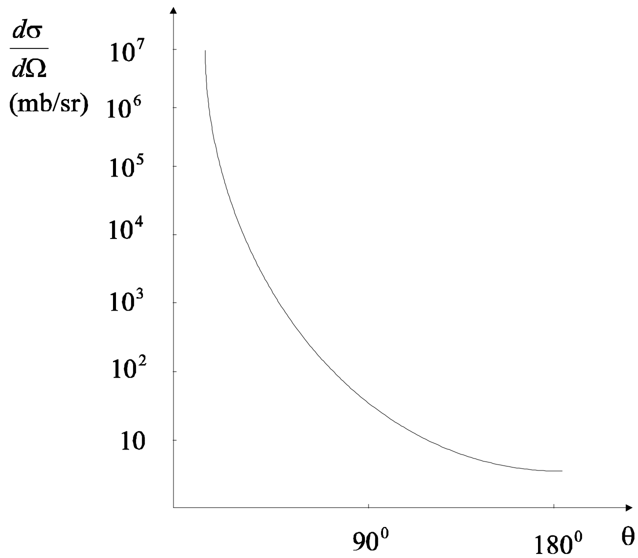

Figura 6.15: Secţiunea diferenţială de împrăştiere a particulelor α de 7,68 MeV pe nuclee de ^{197}Au

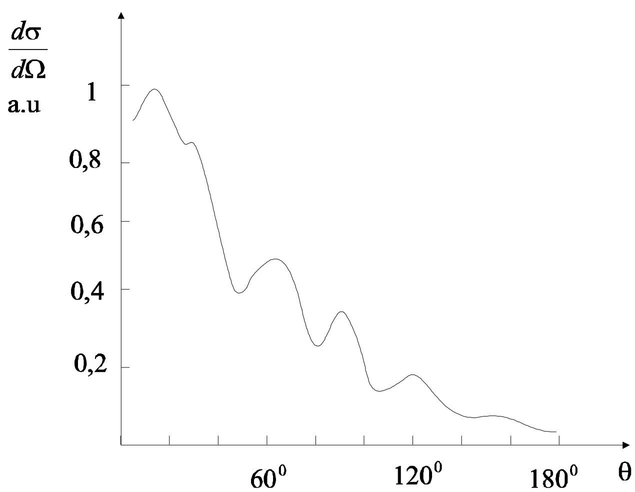

Figura 6.16: Secţiunea diferenţială de împrăştiere a protonilor de 30 MeV pe ^{208}Pb

este de acelaşi tip ca cea dată de ecuaţia (6.3) având o valoare mai mare datorită razei de acţiune a forţelor nucleare. Pentru ca datele obţinute să fie în concordanţă cu cele prezise de teorie este necesar ca $V = 50$ MeV, iar $W = 5$ MeV.

O altă caracteristică descrisă de modelul optic este modul în care secţiunea totală de interacţie (de absorbţie şi împrăştiere) σ_T variază în funcţie de dimensiunea nucleară. σ_T variază lent cu energia pentru fiecare nucleu existând maxime largi. Aceste maxime pot fi înţelese ca nişte rezonanţe care apar atunci când lungimea de undă a particulei incidente este cuprinsă de un număr întreg de ori în lărgimea gropii de potenţial. Deoarece timpul de împrăştiere este de ordinul a $\Delta t \sim 10^{-22}$ s există o incertitudine în energie $\Delta E \sim h/\Delta t \sim 10$ MeV. Spunem ca starea are lărgimea $\Gamma = 10$ MeV.

6.4.6 Reacţii directe

Reacţiile directe sunt caracterizate de o singură ciocnire pe care o suferă particula incidentă cu un nucleon din interiorul nucleului. Ciocnirea are loc normal la suprafaţa nucleului, deoarece dacă particula ar pătrunde mai mult în interiorul nucleului va suferi ciocniri multiple, fapt ce ar duce la formarea nucleului compus. Nucleonul excitat pe un nivel energetic superior (ciocnire inelastică) poate suferi reacţie de tip pick-up (p, d). O altă posibilitate este aceea că un nucleon din particula incidentă poate fi captat pe o stare energetică (d, n). În orice formă reacţia duce la popularea nivelelor slab excitate ale nucleului. Implicând o singură ciocnire cu un singur nucleon astfel de reacţii pot fi tratate teoretic cu ajutorul modelului în pături al nucleului. Principala sursă de informaţii în acest caz este dată de variaţia secţiunii de împrăştiere $d\sigma/d\Omega$ în funcţie de unghiul de împrăştiere θ.

Fie o particulă incidentă cu impulsul $\vec{p}_i$ care interacţionează cu un nucleu din care rezultă o particulă cu impulsul $\vec{p}_f$ care face unghiul θ cu direcţia de mişcare a particulei incidente. Fie $\vec{q}$ impulsul transferat nucleului (Fig. 6.17).

Mărimea lui $\vec{q}$ este dependentă de unghiul de împrăştiere θ:

$$q^2 = p_i^2 + p_f^2 - 2p_i p_f \cos\theta \tag{6.105}$$

Momentul cinetic transferat este cuantificat şi nu poate lua decât

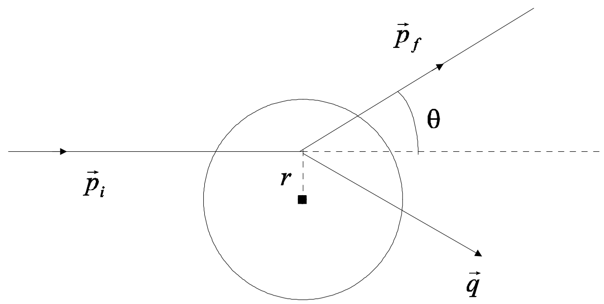

Figura 6.17: Interacţia directă în urma căreia nucleului i se transferă impulsul $\vec{q} = \vec{p}_i - \vec{p}_f$

valorile $[l\,(l+1)]^{1/2}\,\hbar$ unde l este numărul cuantic orbital. Când nucleul este excitat conservarea momentului cintetic restricţionează valorile pe care le poate lua l. O altă limitare este impusă de consevarea parităţii, care impune ca diferenţa dintre parităţile celor două stări să fie $(-1)^l$.

6.4.7 Reacţii cu formare de nucleu compus

Acest tip de reacţii sunt caracterizate de faptul că are loc captura particulei incidente de către nucleul ţintă. Particula care pătrunde în interiorul nucleului suferă mai multe ciocniri, după care nucleul compus se dezintegrează prin emiterea unei particule. Un exemplu tipic pentru acest tip de reacţie este următorul proces:

$$\begin{aligned} {}^{27}\mathrm{Al+p} &\rightarrow {}^{27}\mathrm{Al+p} \\ &\rightarrow {}^{27}\mathrm{Al^{*}+p} \\ &\rightarrow {}^{24}\mathrm{Mg+{}^{4}He} \\ &\rightarrow {}^{27}\mathrm{Si+n} \\ &\rightarrow {}^{28}\mathrm{Si}+\gamma \end{aligned}$$

Diferitele moduri de dezintegrare poartă numele de canale de dezintegrare şi includ împrăştiere elastică, împrăştierea inelastică precum şi dezintegrări radioactive.

Energia de excitare a nucleului compus este egală cu suma dintre energia de legătură E_b şi energia cinetică a particulei incidente E_c (datorită masei mari a nucleului ţintă se poate neglija energia cinetică pe care nucleul ţintă o primeşte de la nucleonul incident). Energia de legătură

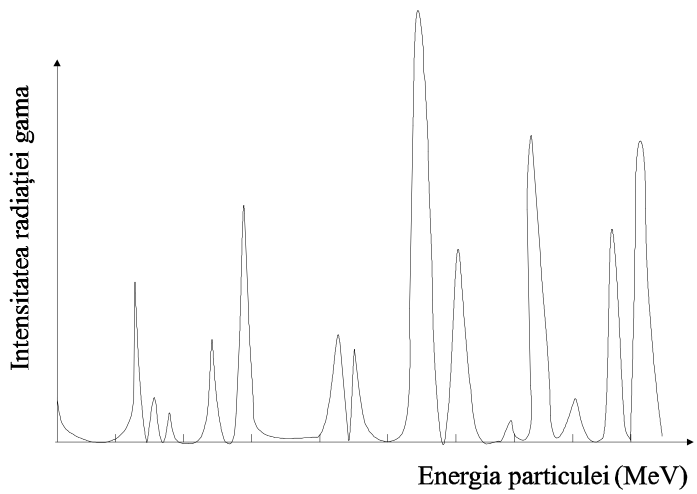

Figura 6.18: Rezonanţe în nucleul compus

este de aproximativ 8 MeV iar energia cinetică poate lua orice valoare. În reacţiile nucleare cu neutroni această energie poate fi aproximativ egală cu zero deoarece nu există nici o barieră coulombiană. În reacţiile nucleare cu particule încărcate E_c trebuie să fie suficient de mare pentru ca particula să poată trece bariera de potenţial.

Măsurarea secţiunilor eficace pentru reacţii în care energia neutronilor incidenţi este de câţiva MeV prezintă foarte multe rezonanţe înguste (Fig.6.18).

Rezonanţele apar atunci când energia particulei incidente corespunde stărilor excitate ale nucleului compus.

Dacă notăm cu E energia particulei incidente, cu E_R energia rezonanţei, s-a găsit că în vecinătatea rezonanţei secţiunea eficace pentru o reacţie particulară (i) depinde de energia particulei incidente după expresia:

$$\sigma(E) = \frac{\lambda^2}{4\pi} g \frac{\Gamma_C \Gamma_i}{(E - E_R)^2 + \frac{1}{4}\Gamma^2} \tag{6.106}$$

unde λ este lungimea de undă de Broglie a particulei incidente, g este un factor statistic care depinde de spinii particulelor, Γ este lărgimea la semiînălţime. Γ_C este proporţională cu probabilitatea pentru formarea nucleului compus când particula incidentă interacţionează cu nucleul ţintă, iar Γ_i este proporţional cu probabilitatea ca nucleul să se dezintegreze pe canalul i. Spunem că Γ_i este lărgimea parţială pentru realizarea canalului i. Lărgimea totală a rezonanţei este Γ şi este egală cu suma lărgimilor parţiale:

$$\Gamma = \sum \Gamma_i \tag{6.107}$$

Expresia (6.106) a dependenţei secţiunii eficace de energia particulei incidente este cunoscută ca formula Breit-Wigner. Trebuie remarcat că dependenţa lui σ de Γ_i implică faptul că secţiunea eficace pentru diverse canale de reacţie este independentă de modul de formare a nucleului compus. O altă caracteristică interesantă este că pentru $E = E_R$, σ este de ordinul de mărime al lui λ^2. Dar $\lambda^2 \sim 1/p^2 \sim 1/E$ astfel că aceasta poate fi mult mai mare decât πR^2 unde R este raza nucleară. Astfel σ poate avea valori foarte mari. Experimental s-a determinat că Γ_i poate avea valori în intervalul 0,1 eV - 10^3 eV. Aceste nedeterminări în valorile energiei duc la incertitudini în timpul de viaţă al stării nucleului compus care se situează în intervalul 10^{-14} la 10^{-20} secunde.

6.4.8 Fisiunea

Fisiunea este un proces în care un nucleu greu (din regiunea uraniului) se dezintegrează în două nuclee mai uşoare cu eliberarea a doi trei neutroni cu energii foarte mari. Ea a fost descoperită de Hahn şi Strassmann.

Dacă ne referim la energia de legătură pe nucleon B/A reprezentată în Fig. 6.2 se observă că dacă în regiunea în care $A \simeq 240$, $B/A = 7,6$ MeV, pentru $A \simeq 120$, $B/A = 8,5$ MeV. Aceasta înseamnă că dacă un nucleu cu numărul de masă $A = 240$ se divide în două nuclee energia de legătură a fiecărui nucleon creşte cu $0,9$ MeV. Astfel este eliberată o energie egală cu 216 MeV. Această energie este de 10^6 mai mare decât energia eliberată în procesele chimice.

Trebuie remarcat că pe măsură ce A creşte, proporţia de neutroni în nucleele stabile creşte. De exemplu cel mai stabil nucleu are $A = 120$ şi este $^{120}_{50}$Sn cu $N/A = 0,58$ în timp ce pentru $A = 240$ cel mai stabil nucleu $^{204}_{94}$Pu are $N/A = 0,61$. Acest efect este datorat creşterii energiei repulsive de tip electrostatic dintre protoni. Astfel, când are loc un proces

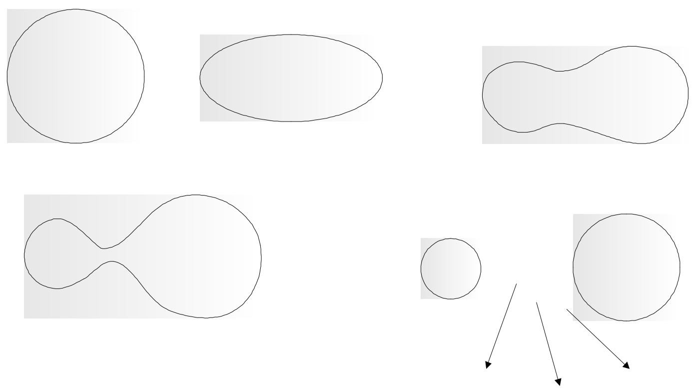

Figura 6.19: Reprezentarea schematică a procesului de fisiune

de fisiune există un exces de neutroni în sistem. Unii neutroni sunt emişi chiar în timpul procesului de fisiune (neutroni prompţi) iar alţii sunt emişi mai târziu (neutronii întârziaţi).

Energia eliberată în procesul de fisiune se distribuie astfel:

Energia cinetică a nucleelor obţinute prin fisiune	165 ± 5 MeV
Energia radiaţiilor γ emise în procesul de fisiune	7 ± 1 MeV
Energia cinetică a neutronilor	5 ± 1 MeV
Energia particulelor β emise în procesul de fisiune	7 ± 1 MeV
Radiaţiile γ a produşilor de fisiune	6 ± 1 MeV
Energia netronilor emişi de produşii de fisiune	10 MeV
Total	216 MeV

Mecanismul procesului de fisiune se poate explica intuitiv considerând nucleul ca o picătură de lichid.

Nucleul (Fig. 6.19) are iniţial o formă sferică, apoi el se deformează până ce are loc ruperea acestuia în două fragmente, când apar şi neutroni prompţi. Pentru un prim studiu calitativ al procesului de fisune se utilizează modelul picătură al nucleului. În acest caz sunt importanţi termenii care sunt legaţi de energia de suprafaţă şi energia de interacţie coulombiană:

$$E = a_s A^{2/3} + a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} = a_s' R^2 + a_c' \frac{Z^2}{R} \qquad (6.108)$$

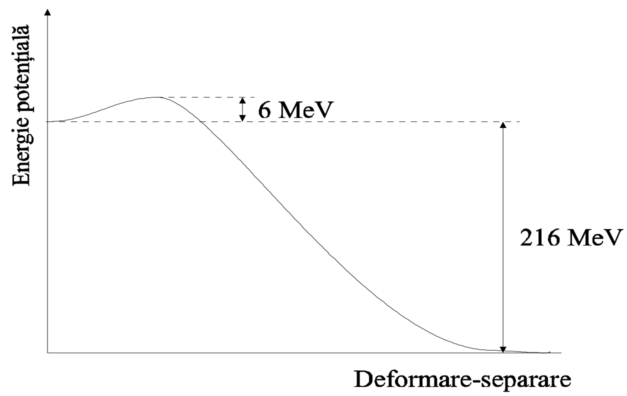

Figura 6.20: Energia potenţială de deformare funcţie de distanţa de deformare - separare

Dacă nucleul este deformat energia de suprafaţă creşte în timp ce energia datorată interacţiei coulombiene scade deoarece sarcinile electrice se îndepărtează unele de altele. Suma celor doi termeni creşte sau descreşte în funcţie de valoarea Z^2/R sau Z^2/A. Bohr şi Wheeler au găsit că pentru $Z^2/A > 47,8$ suma descreşte prin deformarea nucleului. Astfel, nu există nici o forţă care să se opună deformaţiei din ce în ce mai accentuate a nucleului şi în final a ruperii acestuia în două fragmente.

Dacă $Z^2/A < 47,8$ creşterea energiei superficiale este mai mare decât scăderea datorată micşorării energiei potenţiale electrostatice. Nucleul rezistă astfel deformării. Această rezistenţă trebuie să aibă caracterul unei bariere de potenţial, deoarece după separare cele două fragmente ajung într-o state de energie mai mică.

În Fig. 6.20 este reprezentată energia potenţială în cazul procesului de fisiune pentru un nucleu cu $A = 240$ conform modelului picăturii.

Se observă că pe măsură ce deformarea creşte, creşte şi energia potenţială datorată lucrului mecanic efectuat împotriva forţelor de atracţie. Dacă deformarea creşte în continuare energia potenţială nu mai creşte datorită faptului că forţele nucleare au o rază scurtă de acţiune; prin separarea celor două fragmente şi eliberarea neutronilor prompţi energia potenţială a sistemului se reduce cu 216 MeV. Bariera care trebuie surmontată de cele două fragmente este de aproximativ 6 MeV. Dacă această barieră este penetrată are loc fisiunea spontană. Timpul de viaţa este foarte lung pentru nucleele cu $A < 250$ (pentru ${}^{238}_{92}$U, $\tau \simeq 10^{16}$ani) dacă nucleul nu este într-o stare excitată.

Mult mai interesant este procesul de fisiune indusă care are loc prin captura unui neutron. Există două posibilităţi ilustrate în cazul bombardamentului cu neutroni a uraniului natural (99,3 % ^{238}U şi 0,7% ^{235}U).

Când are loc procesul:

$$^{238}\text{U+n} \rightarrow^{239} \text{U}^* \tag{6.109}$$

cu neutroni cu energie nulă nucleul compus se află într-o stare excitată cu energia de 5 MeV. Această energie este cu 1 MeV sub pragul barierei de potenţial. Din acest motiv sunt necesari neutroni rapizi cu energia de 1 MeV pentru ca nucleul compus să ajungă pe o stare excitată de 6 MeV astfel încât bariera de potenţial să fie penetrată de fragmentele de fisiune.

Din contră în cazul procesului:

$$^{235}\text{U+n} \rightarrow^{236} \text{U}^* \rightarrow \text{X+Y+}\nu\text{n} \tag{6.110}$$

unde cu X şi Y am notat produşii de de fisiune iar $\nu = 2,47$ reprezintă numărul mediu de neutroni rapizi care se obţin prin fisiune, nucleul compus ajunge într-o stare excitată de aproximativ 6,4 MeV. Această energie este suficientă ca bariera de potenţial să fie depăşită în cursul procesului de fisiune. Atunci procesul de fisiune poate fi indus de neutroni lenţi. Când se produce fisiunea cele două fragmente nu sunt egale. Astfel, pentru uraniu masele produşilor de reacţie variază în jurul lui $A \simeq 95$ şi $A \simeq 135$. De exemplu:

$$_{92}\text{U} \rightarrow_{52} \text{Te+}_{40}\text{Zn} \tag{6.111}$$

$$_{92}\text{U} \rightarrow_{56} \text{Ba+}_{36}\text{Kr} \tag{6.112}$$

Reacţiile nucleare în lanţ şi reactorii nucleari

O reacţie în lanţ apare atunci când cei doi sau trei neutroni prompţi emişi în procesul de fisiune pot să inducă o nouă fisiune. În cazul unui bloc de uraniu, reacţia poate fi susţinută dacă cel puţin un neutron provenit din procesul de fisiune induce o altă fisiune. În acest caz ansamblul este critic şi rezultă o explozie nucleară; dacă în cursul reacţiei nucleare numărul de neutroni rămâne constant avem de-a face cu o reacţie nucleară controlată care se utilizează în reactorii nucleari. Dacă acest lucru nu se petrece, atunci ansamblul este unul subcritic.

În cazul armelor nucleare două mase de uraniu subcritice se unesc într-una critică.

Există două tipuri de reactori: cu neutroni termici şi neutroni rapizi.

În reactorii cu neutroni termici se utilizează un procent de 0,7% de ^{235}U din uraniul natural datorită faptului că secţiunea eficace de reacţie pentru neutronii termici (avînd energia 0,025 eV) este foarte mare şi anume de 550 b. Neutronii de fisiune au însă energii mari (în jur de 1 MeV) şi trebuie încetiniţi pentru a ajunge la energii mici şi să devină neutroni termici. Energia acestor neutroni este micşorată prin ciocnirile pe care le suferă aceştia în interiorul unei substanţe numită moderator a cărui masă moleculară este apropiată de cea a neutronilor (hidrogen, deuteriu, carbon). Apa, deşi are un procent mare de hidrogen, are dezavantajul de a capta neutronul într-o reacţie de tipul

$$\mathrm{n+p} \rightarrow {}_1^2\mathrm{D} + \gamma \tag{6.113}$$

şi poate fi utilizată numai dacă combustibilul nuclear este puternic îmbogăţit în ^{235}U. Alţi moderatori folosiţi sunt apa grea (D_2O) şi grafitul (carbon). Este esenţial ca procesul de fisiune să fie controlat. Aceasta se realizează cu ajutorul unor bare de control (în mod uzual realizate din bor şi cadmiu a căror secţiune eficace de captură pentru neutronii termici este foarte mare). Aceste bare sunt introduse sau scoase din interiorul reactorului astfel încât să se controleze numărul de neutroni care pot induce fenomenul de fisiune.

Energia produsă (datorită energiei cinetice a fragmentelor de fisiune) este preluată de un agent de răcire care circulă în interiorul reactorului (bioxid de carbon sau apă sub presiune). În reactorii termici ^{238}U nu fisionează ci captează neutronii, apoi emite o radiaţie β^- şi se transformă în $^{239}_{94}$Pu

$$^{238}\mathrm{U} + \mathrm{n} \rightarrow {}^{239}_{92}\mathrm{U} + \gamma$$

$$^{239}_{92}\mathrm{U} \rightarrow {}^{239}_{93}\mathrm{Np} + \beta^-$$

$$^{239}_{93}\text{Np} \rightarrow^{239}_{94} \text{Pu}+\beta^-$$

Plutoniul $^{239}_{94}$Pu împreună cu ^{238}U este utilizat în reactorii cu neutroni rapizi. În acest tip de reactori nu este nevoie de moderatori deoarece se utilizează neutroni cu energii de 1 MeV iar miezul reactorului este mult mai compact. Producerea de energie este atât de mare încât ca agent de răcire trebuie utilizat natriul topit.

6.4.9 Fuziunea

Fuziunea este procesul prin care două nuclee uşoare se unesc şi este eliberată o cantitate de energie. Din diagrama B/A în funcţie de numărul de masă se observă că fuziunea implică nuclee uşoare care prin acest proces duc la nuclee mai grele în final obţinându-se ^{4}He a cărui energie de legătură este foarte mare.

Reacţiile de fuziune responsabile pentru arderea hidrogenului sau ciclul hidrogenului în stele sunt:

$$\text{p+p=d+}\beta^+\text{+}\nu\text{+0,42 MeV} \tag{6.114}$$

$$\text{d+p=}^3\text{He+}\gamma\text{+5,49 MeV} \tag{6.115}$$

$$^3\text{He+}^3\text{He=}^4\text{He+p+p+12,86 MeV} \tag{6.116}$$

unde β^+ este pozitronul (o particulă cu aceiaşi masă ca a electronului dar cu sarcină pozitivă) şi ν este neutrino o particulă cu masă foarte mică apropiată de zero.

Într-un astfel de proces patru protoni sunt convertiţi într-un nucleu de heliu. Energia care rezultă în urma acestor reacţii este:

$$E = \left[4m_p - M\left(^4\text{He}\right) - 2m_e\right]c^2 = 24,7 \text{ MeV} \tag{6.117}$$

În (6.117) nu am luat în considerare şi masa neutrinului deoarece aceasta este apropiată de zero.

Prima reacţie (6.114) implică un proces de dezintegrare beta, o reacţie de tipul p+p$\rightarrow^2$He+γ fiind interzisă deoarece ^{2}He nu este un nucleu stabil. Această reacţie este o reacţie cu secţiune eficace mică. În plus protonii trebuie să escaladeze o barieră de potenţial de aproximativ 1 MeV pentru a interacţiona. Astfel, temperatura în interiorul unei stele trebuie să fie de aproximativ 10^7 K pentru că energia medie a unui proton să fie în jur de 1 MeV. Datorită distribuţiei Boltzmann după energie şi probabilităţii mici de penetrare a barierei de potenţial a protonilor cu energii joase reacţia se produce la temperatura stelară numai cu o rată foarte mică. Pentru a se obţine o reacţie nucleară într-un reactor nuclear ar fi nevoie de aproximativ 10^8 K.

În stele au loc şi alte reacţii de fuziune care duc la formarea altor elemente. Astfel, două nucleee de ^{4}He fuzionează formând un nucleu de ^{8}Be care împreună cu un alt nucleu de ^{4}He duc la formarea unui nucleu de ^{12}C. Ultimul nucleu joacă un rol important în producerea energiei în anumite stele printr-un alt ciclu de reacţii nucleare numit ciclul carbonului:

$$^{12}\mathrm{C}+\mathrm{p} \rightarrow ^{13}\mathrm{N}+\gamma+1{,}94 \text{ MeV}$$

$$^{13}\mathrm{N} \rightarrow ^{13}\mathrm{C}+\mathrm{e}^{+}+\nu+1{,}20 \text{ MeV}$$

$$^{13}\mathrm{C}+\mathrm{p} \rightarrow ^{14}\mathrm{N}+\gamma+7{,}55 \text{ MeV}$$

$$^{14}\mathrm{N}+\mathrm{p} \rightarrow ^{15}\mathrm{O}+\gamma+7{,}29 \text{ MeV}$$

$$^{15}\mathrm{O} \rightarrow ^{15}\mathrm{N}+\mathrm{e}^{+}+\nu+1{,}73 \text{ MeV}$$

$$^{15}\mathrm{N}+\mathrm{p} \rightarrow ^{12}\mathrm{C}+^{4}\mathrm{He}+4{,}96 \text{ MeV}$$

6.5 Radioactivitatea

Radioactivitatea naturală a fost descoperită accidental de Henry Béquerell în anul 1896. Béquerell a lăsat o substanţă ce conţinea uraniu lângă o placă fotografică învelită în hârtie neagră. După ce a developat-o, pe placă a apărut imaginea cristalelor ce conţineau uraniul. Intensele cercetări efectuate de Béquerell, Curie şi Rutherford au dus la descoperirea şi a altor radionuclizi. Au fost găsite trei feluri de radiaţii: alfa, beta, gama. S-a constatat că radiaţia α constă din nuclee de heliu, radiaţia β din electroni $\left(\beta^{-}\right)$ sau pozitroni $\left(\beta^{+}\right)$, iar radiaţia γ este de natură electromagnetică.

În emisia α, numărul de masă A se micşorează cu 4 unităţi iar Z se micşorează cu două unităţi, în emisia β numărul de masă nu se schimbă, în schimb Z şi N variază cu o unitate. În emisia γ, nu se schimbă nici Z nici N. O astfel de transformare suferită de nucleu poartă numele de dezintegrare radioactivă.

Probabilitatea de dezintegrare dP a nucleului în intervalul de timp dt este dată de relaţia:

$$dP = \lambda dt \tag{6.118}$$

unde λ poartă numele de constantă de dezintegrare. Ipoteza care este făcută în cazul acestui proces este aceeea că procesul este probabilistic şi că el este independent de evoluţia nucleului până în momentul dezintegrării.

În cazul unui compus cu N nuclee radioactive în timpul dt numărul de dezintegrări va fi NdP. Atunci, ţinând cont de (6.118):

$$-dN = \lambda N dt \tag{6.119}$$

unde dN reprezintă variaţia numărului de nuclee. Semnul minus apare deoarece numărul de nuclee nedezintegrate scade. Integrarea ecuaţiei diferenţiale (6.119) se face considerând că la momentul $t = 0$ numărul total de nuclee este N_0, iar la momentul t numărul de nuclee este N. Se obţine:

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \tag{6.120}$$

O mărime importantă în cazul radioactivităţii este activitatea unei substanţe care se defineşte ca numărul de dezintegrări care au loc în unitatea de timp.

$$\Lambda = \left|\frac{dN}{dT}\right| = \lambda N_0 e^{-\lambda t} = \lambda N = \Lambda e^{-\lambda t} \tag{6.121}$$

Astfel, activitatea unei surse radioactive scade exponenţial cu timpul. Ca unitate de măsură pentru activitate se utilizează Béquerellul care reprezintă o dezintegrare pe secundă. O altă unitate de măsură folosită este Curiul (Ci), 1 Ci $=3,7 \times 10^{10}$ Bq.

Vor fi definite în continuare noţiunile de timp mediu de viaţă al unei substanţe radioactive şi timpul de înjumătăţire.

Timpul mediu de viaţă este media timpilor de viaţă ai nucleelor substanţei radioactive. Nucleele care se dezintegrează în intervalul de timp t, $t + dt$ au timpul de viaţă cuprins în intervalul t şi $t + dt$. Numărul acestor nuclee este:

$$|dN| = \Lambda dt = \lambda N_0 e^{-\lambda t} dt \qquad (6.122)$$

Atunci:

$$\tau = \frac{1}{N_0} \int_{N_0}^{0} t\, |dN| = \frac{1}{N_0} \int_{0}^{\infty} \lambda t e^{-\lambda t} dt = \frac{1}{\lambda} \qquad (6.123)$$

Ecuaţia (6.120) poate fi scrisă sub forma:

$$N(t) = N_0 e^{-t/\tau} \qquad (6.124)$$

Timpul mediu de viaţă poate fi interpretat ca timpul în care activitatea probei scade la $1/e$ din valoarea iniţială.

Timpul de înjumătăţire este perioada de timp $t_{1/2}$ în care activitatea se micşorează la jumătate din valoarea sa iniţială sau perioada în care numărul de nuclee iniţiale scade la jumătate. Astfel:

$$N = \frac{1}{2} N_0 = N_0 e^{-\lambda t_{1/2}} \qquad (6.125)$$

de unde:

$$t_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda} = 0,693\tau \qquad (6.126)$$

Valorile observate pentru timpul de viaţă τ variază într-o gamă extrem de largă. Timpii de viaţă pentru anumiţi emiţători α sunt de ordinul a 10^{10} ani. Timpii de viaţă pentru emiţătorii β sunt în intervalul 10^{-3}s la 10^6 ani. Timpi de viaţă foarte scurţi se întâlnesc la emiţătorii γ care pot ajunge la 10^{-15} s. Timpi de viaţă mai scurţi sunt observaţi pentru nucleul compus (10^{-21} s).

De multe ori în loc să se discute despre timpul de viaţă se utilizează noţiunea de lărgime Γ a stării. Aceasta este legată de incertitudinea în timpul de viaţă. Deoarece $\Delta t \sim \tau$ din relaţiile de incertitudine ale lui Heisenberg rezultă nedeterminarea în energia stării:

$$\Delta E = \hbar/\Delta t \simeq \hbar/\tau \qquad (6.127)$$

Pentru nucleele stabile $\tau \to \infty$ iar $\Gamma = 0$, în timp ce în cazul în care $\tau = 10^{-21}$ s rezultă $\Gamma = 0,1$ MeV.

6.5.1 Măsurarea timpilor de viaţa

Modalitatea cea mai simplă pentru determinarea timpilor de viaţă este măsurarea activităţii A în funcţie de timp. Apoi prin logaritmarea ecuaţiei (6.121) rezultă:

$$\ln A = \ln \lambda N_0 - \lambda t \tag{6.128}$$

Se reprezintă grafic $\ln A$ în funcţie de timp. Rezultă o dreaptă a cărei pantă este $-\lambda = -1/\tau$. Acest procedeu este potrivit dacă timpii de viaţă sunt cuprinşi în intervalul minute - ani. Pe măsură ce timpii de viaţă scad sunt utilizate tehnici de măsură din ce în ce mai complicate. Pentru timpi de viaţă lungi:

$$A = \frac{N_0}{\tau} \approx \frac{N(t)}{\tau} \tag{6.129}$$

astfel că dacă se cunoaşte cantitatea de substanţă radioactivă şi activitatea sa, τ poate fi determinat uşor. În multe din aceste cazuri activitatea se măsoară indirect prin măsurarea cantităţii produşilor de reacţie.

6.6 Dezintegrarea alfa

Dezintegrarea alfa constă în eliberarea de către nucleu a unui nucleu de heliu. Ea diferă esenţial de dezintegrările β şi γ care duc la apariţia unor particule ce nu sunt prezente în nuclee (electroni, neutrini, fotoni).

Ea apare mai ales la nucleele grele. Explicaţia acestui fapt este următoarea. Energia totală de legătură a particulei α este 28,3 MeV. Dar în nucleele grele energia de legătură pe nucleon este de 7 MeV. Astfel, energia de legătură a ultimilor nucleoni (2 protoni şi 2 neutroni) este doar de 28 MeV iar dacă în interiorul nucleului se combină 2 protoni cu 2 neutroni pentru a forma o particulă α este eliberată o energie de 28,3 MeV mai mare decât energia de legătură a celor patru nucleoni individuali în nucleu (28 MeV). Din acest motiv rezultă că este posibil din punct de vedere energetic ca o particulă α să fie eliberată din nucleu.

Energia totală eliberată într-o dezintegrare α este:

$$Q = [M(Z, A) - M(Z - 2, A - 4) - M(^4\text{He})]c^2 \tag{6.130}$$

Deoarece numărul de neutroni şi protoni nu se schimbă, energia Q dată de relaţia 6.130 poate fi exprimată şi în funcţie de energiile de legătură ale nucleului iniţial, nucleului final şi a particulei α.

$$Q = B(^4\mathrm{He}) + B(Z-2, A-4) - B(Z, A) \qquad (6.131)$$

Pentru a evalua valoarea lui Q vom utiliza modelul picăturii de lichid. Vom exprima pentru început diferenţa dintre energiile de legătură:

$$B(Z-2, A-4) - B(Z, A) = \frac{\partial B}{\partial Z}\Delta Z + \frac{\partial B}{\partial A}\Delta A = -2\frac{\partial B}{\partial Z} - 4\frac{\partial B}{\partial A} \qquad (6.132)$$

Considerând cunoscută energia de legătură a nucleului de heliu $B(^4\mathrm{He}) = 28,3$ MeV:

$$Q = 28,3 - 4a_\nu + \frac{8}{3}\frac{a_s}{A^{1/3}} + 3\frac{a_c Z}{A^{1/3}}\left(1 - \frac{Z}{3A}\right) - 4a_a\left(1 - 2\frac{Z}{A}\right)^2 \qquad (6.133)$$

Substituind în expresia de mai sus valori pentru A şi Z se obţin valori pozitive pentru energia Q când $A \geq 150$. De fapt pentru valori ale numărului de masă A cuprinse între valorile 150 (Sm) şi 210 (Pb) au fost găsite doar câteva tipuri de nuclee radioactive α care au timpii de înjumătăţire mai mari de 10^{16} ani. Aceasta se datorează energiilor mici Q_α, care reduc foarte mult posibilitatea ca particulele α să părăsească nucleul. Pentru $A > 210$ energiile tind să devină mai mari şi astfel multe dintre nuclee se pot dezintegra α.

Toţi emiţătorii α au timpi de înjumătăţire ($10^{-6} \div 10^{17} s$) mult mai mari în comparaţie cu timpul necesar unei particule pentru a traversa nucleul ($10^{-21} s$). Trebuie remarcat că există diferenţe enorme între timpii de înjumătăţire. Astfel:

^{213}Po emite α cu $E_\alpha = 8,336$ MeV si $t_{1/2} = 4,2 \times 10^{-6}$ s$= 1,33 \times 10^{-13}$ ani

^{232}Th emite α cu $E_\alpha = 3,98$ MeV cu $t_{1/2} = 1,39 \times 10^{10}$ ani

În tabelul de mai jos sunt prezentate câteva exemple din care se observă că variiaţiilor enorme ale timpilor de înjumătăţire le corespund variaţii mult mai mici în energia particulelor α:

Emiţător α	E (MeV)	T
^{212}Po	$8,8$	3×10^{-7} s
^{214}Po	$7,7$	$1,6 \times 10^{-4}$ s
^{210}Po	$5,3$	$1,38 \times 10^{2}$ zile
^{226}Ra	$4,7$	$1,62 \times 10^{3}$ ani
^{238}U	$4,1$	$4,5 \times 10^{9}$ ani

Geiger şi Nuttall au măsurat constantele de dezintegrare şi parcursul R_α în aer ale particulelor α. Ei au propus o relaţie simplă între $\log\lambda$ şi R_α:

$$\log\lambda = a + b\log R_\alpha \tag{6.134}$$

O altă relaţie emipirică găsită a fost aceea care leagă direct constanta de dezintegrare de energia particulei α:

$$\log\lambda = C - D/\sqrt{E} \tag{6.135}$$

unde C şi D variază lent în funcţire de Z şi nu depinde de N.

O primă teorie a procesului dezintegrării α a fost dată în anul 1929 de Gamow, Condon şi Gurney. Ei au presupus că particula α se formează în interiorul nucleului datorită forţelor atractive nucleare.

Datorită simetriei radiale vom scrie ecuaţia Schrödinger în coordonate sferice:

$$\Delta\Psi + \frac{2m}{\hbar^2}\left(E_T - V\right)\Psi = 0 \tag{6.136}$$

unde operatorul Laplacian are forma:

$$\Delta = \frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2\frac{\partial}{\partial r}\right) + \frac{1}{r^2\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\sin\theta\frac{\partial}{\partial\theta}\right) + \frac{1}{r^2\sin^2\theta}\frac{\partial^2}{\partial\varphi^2} \tag{6.137}$$

Atunci, funcţia de stare se poate scrie ca un produs între o parte radială care depinde de distanţa r şi o parte unghiulară care depinde de unghiurile θ şi φ şi care este dată de funcţiile sferice $Y_{lm}\left(\theta,\varphi\right)$.

$$\Psi = f\left(r\right)Y_{lm}\left(\theta,\varphi\right) \tag{6.138}$$

Introducând (6.138) în (6.136) ecuaţia satisfăcută de partea radială a funcţiei de stare este:

$$\frac{1}{r^2}\frac{d}{dr}\left(r^2\frac{df}{dr}\right)+\frac{2m}{\hbar^2}\left[(E_T-V)-\frac{l(l+1)}{2mr^2}\hbar^2\right]f(r)=0 \qquad (6.139)$$

Făcând substituţia:

$$u=rf \qquad (6.140)$$

ecuaţia (6.139) devine:

$$\frac{d^2u}{dr^2}+\frac{2m}{\hbar^2}\left[(E_T-V)-\frac{l(l+1)\hbar^2}{2mr^2}\right]u=0$$

$$\frac{d^2u}{dr^2}+\frac{2m}{\hbar^2}\left[E_T-\left(V+\frac{l(l+1)\hbar^2}{2mr^2}\right)\right] \qquad (6.141)$$

Ecuaţia (6.141) este similară ecuaţiei Schrödinger unidimensionale în care energia potenţială este înlocuită cu expresia:

$$V(r)+\frac{l(l+1)}{2mr^2}h^2 \qquad (6.142)$$

Termenul $\frac{l(l+1)\hbar^2}{2mr^2}$ are dimensiunea unei energii. Numitorul este un moment de inerţie iar numărătorul este un moment cinetic la pătrat. El poate fi considerat ca o energie de rotaţie asociată cu mişcarea particulelor în jurul centrului lor de masă. Acest termen poartă numele de potenţial centrifugal şi are ca efect creşterea barierei potenţiale a nucleului. Pentru particulele încărcate care ciocnesc nucleul energia centrifugală acţionează în sensul diminuării probabilităţii de penetrare şi în cazul interacţiei care implică momente orbitale mari efectul ei poate fi apreciabil. În cazul dezintegrării α efectul barierei centrifugale este mic. În Fig. 6.21 este prezentată forma barierei de potenţial pe care particula α trebuie să o traverseze.

Astfel, luând $Z \simeq 90$ şi $R_0 \simeq 10^{-14}$ m:

$$\left[\frac{\hbar^2 l(l+1)}{2mr_0^2}\right]:\left[\frac{zZe^2}{R_0}\right]\simeq 0,002l(l+1)$$

Din acest motiv vom limita discuţia la situaţia în care $l=0$ caz în care bariera de potenţial se reduce la bariera de potenţial coulombiană.

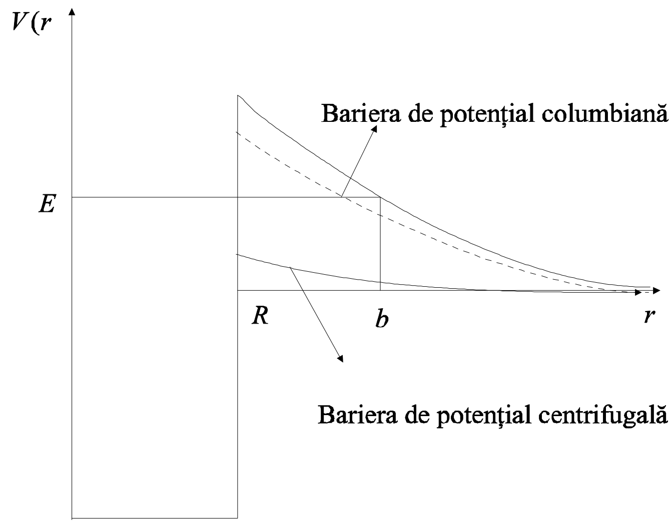

Figura 6.21: Bariera de potenţial în cazul dezintegrării α

Pentru un nucleu cu raza R înălţimea barierei de potenţial pentru o particulă încărcată este:

$$V_m = \frac{Zze^2}{4\pi\varepsilon_0 R}$$

unde ze este sarcina particulei considerate.

Astfel, pentru un proton incident pe ^{238}U înălţimea barierei de potenţial este $V_m = 13,02$ MeV în timp ce pentru o particulă α înăţimea barierei este $V_c = 23,97$ MeV

Vom calcula transparenţa barierei de potenţial cu formulă

$$T = \exp\left\{-\frac{2}{h}\int_R^b \left[2m\left(V-E\right)\right]^{\frac{1}{2}} dr\right\} \tag{6.143}$$

unde V este înălţimea acesteia, integrala realizându-se între limitele R şi b, marcate în Fig. 6.21. Integrala de la exponent poartă numele de factorul Gamow şi se notează cu G:

$$G = \left(\frac{8m}{\hbar^2}\right)^{\frac{1}{2}} \int_R^b \left(\frac{Zze^2}{4\pi\varepsilon_0 r} - E\right)^{\frac{1}{2}} dr = \left(\frac{2Zze^2 m}{\pi\varepsilon_0\hbar^2}\right)^{\frac{1}{2}} \int_R^b \left(\frac{1}{r} - E\frac{4\pi\varepsilon_0}{Zze^2}\right)^{\frac{1}{2}} dr$$

$$G = \left(\frac{2Zze^2 mb}{\pi\varepsilon_0\hbar^2}\right)^{\frac{1}{2}} \left[\arccos\left(\frac{R}{b}\right)^{\frac{1}{2}} - \left(\frac{R}{b} - \frac{R^2}{b^2}\right)^{\frac{1}{2}}\right] \tag{6.144}$$

unde

$$b = \frac{Zze^2}{4\pi\varepsilon_0}\frac{1}{E} \tag{6.145}$$

Expresia lui G se simplifică pentru $E \ll V_m$ şi pentru $b \gg R$

$$\left[\arccos\left(\frac{R}{b}\right)^{\frac{1}{2}} - \left(\frac{R}{b} - \frac{R^2}{b^2}\right)^{\frac{1}{2}}\right] \longrightarrow \frac{\pi}{2} - \left(\frac{R}{b}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{6.146}$$

Atunci $G \simeq A - BR^{\frac{1}{2}}$, unde

$$A = \left(\frac{\pi Zze^2 m}{2\varepsilon_0 \hbar^2}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{6.147}$$

$$B = \left(\frac{2Zze^2 m}{\pi\varepsilon_0 \hbar^2}\right) \tag{6.148}$$

Dacă nu se ţine cont de dependenţa de raza nucleului în (6.144) termenul din paranteza dreaptă este egal cu 1. Atunci:

$$G = \left(\frac{2Zze^2 mb}{\pi\varepsilon_0 \hbar^2}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{6.149}$$

În acest fel G este determinat cu o aproximaţie de 30% . Numeric acest factor este (cu b în cm)

$$G \simeq 4,7 \times 10^6 (Zb)^{\frac{1}{2}} \tag{6.150}$$

Vom încerca să găsim o legătură între λ şi T în cazul dezintegrării α. Probabilitatea că după o ciocnire particula să rămână în interiorul nucleului este $(1-T)$. După n ciocniri această probabilitate este

$$P_n = (1-T)^n = e^{n\ln(1-T)} \tag{6.151}$$

Deoarece T este mic:

$$\ln(1-T) \simeq -T$$

Atunci:

$$P_n = e^{-nT} \tag{6.152}$$

Timpul mediu de traversare a nucleului este:

$$t_0 = \frac{2R}{v}$$

unde v este viteza particulei α. Astfel în timpul t au loc n ciocniri:

$$n = \frac{t}{t_0} = \frac{v}{aR}t$$

şi

$$P_n = e^{-(v/2R)Tt} \tag{6.153}$$

Dacă N_0 este numărul total de nuclee la momentul inţial atunci după timpul t numărul de nuclee nedezintegrate este:

$$N_0 P_n = N_0 \exp\left(-\frac{v}{2R}Tt\right)$$

Notăm cu $N = N_0 P_n$ numărul de nuclee care nu se dezintegrează. Astfel:

$$N = N_0 e^{-(v/2R)Tt} \tag{6.154}$$

Comparând relaţiile (6.120) şi (6.154) rezultă:

$$\lambda = \frac{v}{2R}T = \lambda_0 T$$

(De exemplu în timpul mediu de viaţa al lui ^{238}U, $\tau = 6,5 \times 10^{19}$ ani, numărul de ciocniri a particulei α este $n \simeq 10^{38}$).

Atunci, ţinând cont de (6.121) rezultă:

$$\lambda = \lambda_0 e^{-G} \simeq 10^{21} \exp\left[-\left(\frac{2Zze^2 mb}{\pi\varepsilon_0 \hbar^2}\right)^{\frac{1}{2}}\right] \tag{6.155}$$

Atunci λ depinde de b deci şi de energia cinetică E. Logaritmând:

$$\log_{10}\lambda = 21 - \frac{\sqrt{2m}ze^2}{(2\pi\varepsilon_0)2,303\hbar}\frac{Z}{\sqrt{E}}^{-\frac{1}{2}} = 21 - 1,0941\frac{Z}{\sqrt{E}} \tag{6.156}$$

Astfel se regăseşte relaţia 6.135.

O altă caracteristică a dezintegrării α este că particulele α emise de nuclee nu sunt monoenergetice. În cele mai multe din cazuri ele se

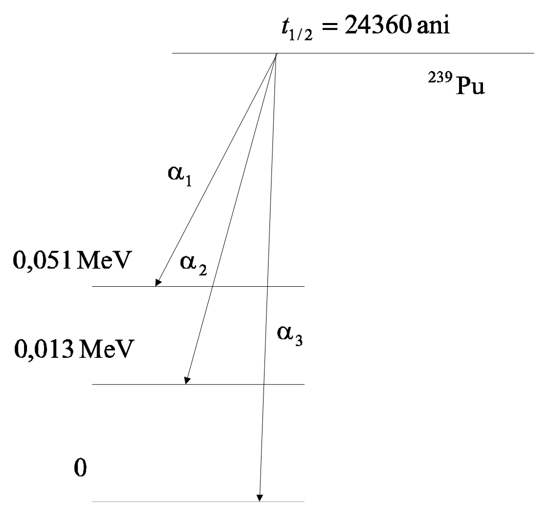

Figura 6.22: Schema de dezintegrare a ^{239}Pu

constituie în grupuri cu energii bine determinate. Din formula (6.156) rezultă că probabilitatea de dezintegrare α creşte cu creşterea energiei. Ne aşteptăm ca particulele cu energii mari să treacă mai uşor prin bariera de potenţial. Ca exemplu vom prezenta schema de dezintegrare α a nucleului de ^{239}Pu în ^{235}U. Timpul de înjumătăţire este 24360 ani.

Tranziţia	Energia particulei α (MeV)	Intensitatea relativă
α_1	5,147	72,5%
α_2	5,134	16,8%
α_2	5,096	10,7%

Schema de dezintegrare este prezentată în Fig. 6.22

6.7 Dezintegrarea beta

6.7.1 Moduri de dezintegrare beta

Termenul de dezintegrare β cuprinde toate modurile de dezintegrare în care numărul atomic Z se schimbă cu o unitate, în timp ce numărul de masă rămâne constant. O astfel de transformare cuprinde nu numai dezintegrarea β^+ şi β^-, dar şi captura electronică.

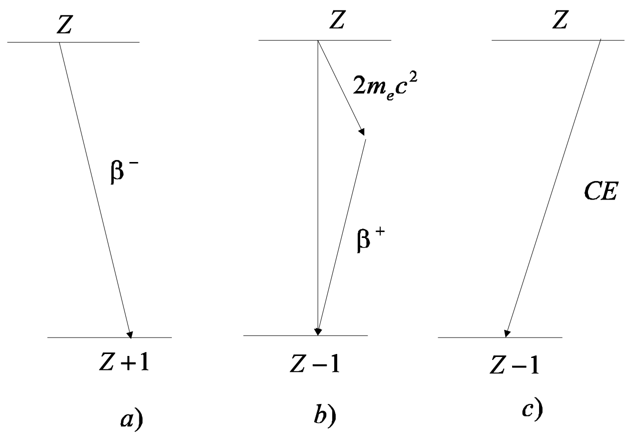

Figura 6.23: Reprezentarea schematică a procesului de dezintegrare β. a) dezintegrarea β^-, b) dezintegrarea β^+, c) captură electronică

În dezintegrarea β^-, un electron este emis de nucleu şi sarcina nucleului se schimbă de la Ze la $(Z+1)e$. În cazul unei astfel de dezintegrări, elementul este deplasat cu o poziţie în dreapta sistemului periodic.

În dezintegrarea β^+ este emis un pozitron şi sarcina nucleului scade de la Ze la $(Z-1)e$, iar elementul este deplasat cu o poziţie în stânga în sistemul periodic.

În cazul capturii electronice nucleul absoarbe unul din electronii de pe o pătura electronică şi astfel sarcina sa se modifică de la valoarea Ze la valoarea $(Z-1)e$. Atomul rămâne neutru, dar va fi într-o stare excitată, deoarece are un electron lipsă în pătura electronică. Captura electronică cea mai probabilă este aceea de pe patura K, deoarece un electron de pe o astfel de pătură este mult mai aproape de nucleu faţă de cazul în care s-ar afla pe pătura L sau M. Golul care apare în pătura electonică datorită capturii determină emisia unei radiaţii X caracteristice elementului respectiv.

Spectrul energetic al radiaţiei β este continuu şi se termină la o valoare maximă. Valoarea maximă a energiei reprezintă energia ce se eliberează în dezintegrarea β.

Cele trei moduri de dezintegrare β sunt arătate în Fig. 6.23.

În dezintegrarea β^-, masa nucleului iniţial $M(Z,A)-Zm_e$ se descompune în masa nucleului ce se obţine $M(Z+1,A)-(Z+1)m_e$ şi masa particulei β^- (electronului). Energia degajată este:

$$Q_{\beta^-} = \{[M(Z,A) - Zm_e] - [M(Z+1,A) - (Z+1)m_e + m_e]\}\, c^2$$

$$Q_{\beta^-} = [M(Z,A) - M(Z+1,A)]\, c^2 \qquad (6.157)$$

În dezintegrarea β^+, această relaţie nu se aplică, deoarece dacă sarcina nucleară creşte cu o unitate, un electron trebuie să fie emis pentru a păstra neutralitatea atomului. Masa nucleului iniţial $M(Z,A) - Zm_e$ se descompune în masa nucleului rezultat $M(Z-1,A) - (Z-1)m_e$ şi a unui pozitron de masă m_e. Energia degajată este:

$$Q_{\beta^+} = \{[M(Z,A) - Zm_e] - [M(Z-1,A) - (Z-1)m_e + m_e]\}\, c^2$$

adică:

$$Q_{\beta^+} = [M(Z,A) - M(Z-1,A) - 2m_e]\, c^2 \qquad (6.158)$$

În captura electronica (CE) masa nucleului iniţial $M(Z,A) - Zm_e$ şi a electronului captat determină masa nuclelui rezultat.

$$Q_{CE} = \{[M(Z,A) - Zm_e + m_e] - [M(Z-1,A) - (Z-1)m_e]\}c^2$$

$$Q_{CE} = [M(Z,A) - M(Z-1,A)]\, c^2 \qquad (6.159)$$

Toate aceste trei procese au loc dacă Q este pozitiv. Această condiţie este îndeplinită în cazul dezintegrării β^- şi a capturii electronice când masa atomului iniţial depăşeşte masa atomului final. Pentru a avea loc o dezintegrare β^+ diferenţa dintre masele celor doi atomi trebuie să fie mai mare decât $2m_e$.

6.7.2 Spectrul de energie al particulei β emise

Aşa cum este prezentată în Fig. 6.24 spectrul energetic al particulelor β emise este continuu şi se termină la o energie maximă E_m care este foarte apropiată de energia de reacţie Q.

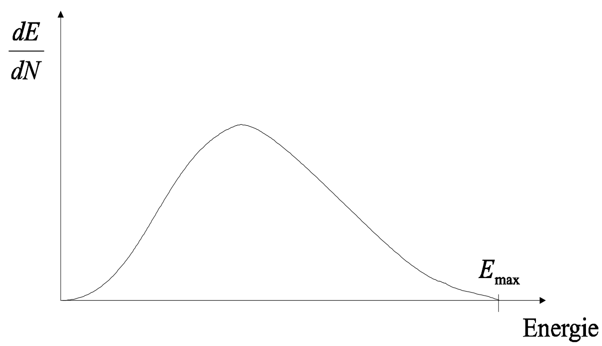

Figura 6.24: Distribuţia numărului de particule β în funcţie de energie

Faptul că particulele β sunt emise cu un spectru continuu de energii a reprezentat o mare dificultate în înţelegerea şi explicarea procesului de dezintegrare β luându-se în considerare chiar abandonarea legii conservării energiei.

O modalitate de a depăşi impasul a fost prima dată făcută de Pauli. Deoarece nu s-a putut da o explicaţie corespunzătoare spectrului de energie al particulelor β, Pauli a presupus că în cursul dezintegrării apare o a treia particulă electric neutră, cu masă şi momentul magnetic foarte mic. Această particulă poartă numele de neutrino şi ea preia diferenţa de energie $E_m - E$, unde E este energia particulei β.

6.7.3 Neutrino

Dacă un neutrino este emis simultan cu particulele β în dezintegrarea $\beta^{\pm}$ şi are o anumită energie, iar masa este egală cu zero, viteza trebuie sa fie egală cu cea a luminii. Experimental s-a demonstrat că masa de repaus a neutrinului este foarte mică: $m_\nu\ c^2 < 250$ eV (adică masa neutrinului este mai mică decât $0,05\%$ din masa electronului).

Deoarece experimentele calorimetrice şi altele au eşuat în demonstrarea faptului că dezintegrarea β este acompaniată de o altă particulă, se poate trage concluzia că dacă particula există, ea poate avea doar o interacţie extrem de slabă cu materia.

Presupunând că legea de conservare a momentului cinetic este valabilă, s-a stabilit că spinul neutrinului este $s = 1/2$. În dezintegrarea

β, numărul de masă A nu se schimbă. Atunci, numărul cuantic al momentului cinetic al întregului nucleu nu se schimbă de la un întreg la un semiîntreg şi viceversa. Deoarece particula β are spinul 1/2 rezultă că şi neutrino trebuie să aibă un spin semîintreg. Studiul dezintegrărilor β arată că numai valoarea 1/2 este permisă. Un exemplu al unui astfel de proces este:

$$\begin{array}{llllllll} \mathrm{C} & \rightarrow & \mathrm{N} & + & \beta^- & + & \widetilde{\nu} \\ \mathrm{Spin} & & 1 & & 1/2 & & 1/2 \end{array}$$

Trebuie remarcat faptul că neutrino şi fotonul au masa nulă şi momentul magnetic nul. Ei diferă prin spin şi deci prin tipul de statistică cuantică care descrie comportarea lor. Neutrinii având spinul semîntreg sunt fermioni, iar fotonii, având spinul 1, sunt bozoni.

Există însă două tipuri de neutrino (fiecare având antiparticula respectivă).

-beta-neutrino ν_e emis în dezintegrarea β^+:

$$p \rightarrow n + \beta^+ + \nu_e$$

-beta-antineutrino emis în dezintegrarea β^-:

$$n \rightarrow p + \beta^- + \widetilde{\nu}_e$$

-miu-neutrino emis în dezintegrarea $\pi^+ \rightarrow \mu^+$:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$$

-miu-antineutrino emis în dezintegrarea $\pi^- \rightarrow \mu^-$:

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \widetilde{\nu}_\mu$$

Procesul de dezintegrare β în care ei apar poate fi privit ca o transformare a protonului în neutron sau invers, procesele având loc în interiorul nucleului. Timpul de viaţă al unui neutron legat în interiorul nucleului nu are nici o legătură cu timpul mediu de viaţă al unui neutron liber. ($\tau = 1,01 \times 10^3$ s). În concordanţă cu teoria Heisenberg-Yukawa, neutronii legaţi îşi petrec o parte din timp ca protoni şi nu sunt susceptibili a se dezintegra ca neutroni liberi. Nu există nici o legatură între timpii de viaţă ai nucleelor ce suferă dezintegrarea β şi timpul de viaţă al neutronilor liberi.

6.7.4 Metodele de punere în evidenţă a neutrinilor

Chiar metodele indirecte de punere în evidenţă a neutrinilor sunt complicate şi dificil de realizat. Detectarea unor particule fără masă, fără moment magnetic şi care intră în reacţii datorită unei interacţii extrem de slabe, pune probleme deosebite.

Metoda energiei de recul Metoda constă în punerea în evidenţă a energiei de recul a nucleului care se obţine în urma capturii electronice. Dacă nu ar mai fi emisă nici o particulă nucleul nu ar trebui să aibă nici o energie de recul. Dacă se emite un neutrino atunci energia de recul a nucleului este dată de relaţia:

$$E_R = \frac{p_\nu^2}{2Am_n} = \frac{E_o^2}{2Am_nc^2} \tag{6.160}$$

unde $p_\nu = E_0/c$ este impulsul relativist al neutrinului, E_0 este energia neutrinului, A este numărul de masă iar m_n este masa unui nucleon. Pentru obţinerea unei energii de recul mai mari este necesar ca numărul de masă să fie cât mai mic. S-a pus în evidenţă energia de recul a nucleului în procesul de captură:

$$^{37}_{18}\text{Ar} \rightarrow \, ^{37}_{17}\text{Cl} + \widetilde{\nu}_e + 0,814 \text{ eV} \tag{6.161}$$

Energia de recul este 9,6 eV. Reacţia de mai sus are avantajul că utilizează o sursă gazoasă, iar produsul final se obţine în starea fundamentală. Viteza ionilor a fost determinată prin metoda timpului de zbor şi s-a găsit că viteza acestora este în concordanţă cu predicţia teoretică făcută pe baza existenţei neutrinului.

Metoda reacţiei inverse Metoda constă în punerea în evidenţă a reacţiei inverse:

$$p^+ + \widetilde{\nu}_e \rightarrow n + \beta^+ \tag{6.162}$$

Aceasta este o reacţie ce poate fi iniţiată numai de antineutrini liberi, secţiunea eficace de interacţie fiind de ordinul a 10^{-43} cm^2. Pentru ca această reacţie să se producă este nevoie de un flux foarte puternic de antineutrini (10^{13} $\widetilde{\nu}_e$ cm^{-2}s^{-1}). O astfel de experienţă a fost realizată la reactorul Savannah River unde neutrinii au căzut asupra a două vase cu apă (ce conţineau 3×10^{26} ţinte) în care a fost dizolvat CdCl. Într-un astfel de experiment au avut loc trei fenomene:

a) crearea unei particule β^+ care este încetinită şi care se combină cu un electron dintr-o pătură a unui atom.

b) emiterea a două cuante γ fiecare cu $0,511$ MeV care traversează ţinta în direcţii opuse şi sunt înregistrate prin coincidenţă cu ajutorul a doi detectori cu scintilaţie asezaţi de o parte şi de alta a ţintei.

c) producerea unui neutron ce se mişcă lent şi care produce o ionizare puternică şi care după mai multe ciocniri este captat de Cd (la aproximativ 10 μs de la producerea sa). Captarea neutronului în Cd duce la excitarea nucleului şi la emisia unor cuante γ. Astfel, au fost puse în evidenţă mai multe cuante γ (a căror energie totală este 9,1 MeV) după 10 μs de la aparţia celor două cuante γ emise prin anihilarea pozitronului. Secţiunea eficace de interacţie găsită experimental a fost:

$$\sigma_{\exp} = (0,94 \pm 0,13) \times 10^{-43} \text{ cm}^2$$

în concordanţă cu valoarea calculată:

$$\sigma_{th} = (1,07 \pm 0,07) \times 10^{-43} \text{ cm}^2$$

6.7.5 Teoria dezintegrării β

Teoria a fost fundamentată de Fermi, care a pornit de la analogia cu emisia unei radiaţii electromagnetice, ca urmare a unei tranziţii a unui electron din norul electronic de pe un nivel pe altul. Emisia radiaţiei γ este tratată cu ajutorul teoriei perturbaţiilor în termenii unei probabilităţi de tranziţie în unitatea de timp din starea iniţială în starea finală. Fotonul nu este un constituent gata produs al atomului, el apare în momentul tranziţiei electronului de pe un nivel energetic pe altul. El apare datorită interacţiei atomului cu câmpul electromagnetic. Matematic această interacţie este descrisă cu ajutorul unui operator Hamilton care caracterizează tranziţia atomului din starea iniţială în cea finală.

Într-un mod similar dezintegrarea β:

$$\begin{aligned} n &\rightarrow p^+ + \beta^- + \widetilde{\nu} \\ p^+ &\rightarrow n + \beta^+ + \nu \end{aligned}$$

poate fi reprezentată prin crearea de leptoni (electoni, pozitroni, neutrini şi antineutrini). Procesul de dezintegrare β este considerat ca rezultat al unei interacţii a nucleonilor nucleului cu câmpul electroneutrinic: nucleonul trece în cealaltă stare (din proton în neutron şi invers) cu generarea unui electron (pozitron) şi antineutrino (neutrino). Interacţia aceasta poartă numele de interacţie slabă.

Hamiltonianul de interacţie H (în forma unui operator de energie) duce sistemul din starea iniţiala i într-una din mai multele stări finale posibile prin creare de leptoni (electroni şi neutrini) prin intermediul interacţiei slabe. Tăria acestei interacţii este dată de elementul de matrice:

$$H_{fi} = \int \Psi_i^* H \Psi_f d\Omega \tag{6.163}$$

Notăm cu $\rho(E_f)$ densitatea stărilor accesibile sistemului după ce are loc dezintegrarea:

$$\rho(E_f) = \frac{dn}{dE_0} \tag{6.164}$$

Atunci probabilitatea de tranziţie în unitatea de timp este, conform regulii de aur a mecanicii cuantice:

$$W_{fi} = \frac{2\pi}{\hbar}\rho(E_f)\left|H_{fi}\right|^2 \tag{6.165}$$

Astfel, problema determinării probabilităţii de tranziţie se reduce la calculul densităţii de stări şi a elementului de matrice H_{fi}.

Densitatea de stări

Vom determina mai întâi densitatea de stări. Dacă impulsul electronilor emişi corespunzători intervalului energetic dE_0 din vecinătatea E_f este în intervalul $p, p + dp$, rezultă că W_{fi} exprimă probabilitatea ca particulele β emise în unitatea de timp să aibă impulsul în intervalul amintit. Atunci formula (6.165) poate fi scrisă în termenii unei funcţii de distibuţie după impulsuri $N(p)dp$:

$$N(p)dp = \frac{2\pi}{\hbar}\frac{dn}{dE_0}\left|H'_{fi}\right|^2 \tag{6.166}$$

Din punct de vedere fizic, ne imaginăm procesul ca unul în care nucleul (aflat în starea i) se transformă sub acţiunea unei perturbaţii slabe într-un alt nucleu plus un electron şi un neutrino care reprezintă cîmpul electo-neutrinic. Nucleul final va avea o energie de recul, energia rămasă fiind împărţită între electron şi neutrino în diverse moduri. Conform principiului Heisenberg între nedeterminarea în poziţia pe axa Ox şi nedeterminarea în componenta impulsului pe această direcţie există relaţia:

$$\Delta x \Delta p_x \simeq h \tag{6.167}$$

Există relaţii similare şi pentru componentele dupa axele Oy şi Oz. Astfel, în spaţiul fazelor cu şase dimensiuni determinat de (x, y, z, p_x, p_y, p_z) un electron se poate afla în elementul de volum:

$$dxdydzdp_xdp_ydp_z \simeq h^3 \tag{6.168}$$

Acest volum este volumul minim din spaţiul fazelor care poate fi ocupat de un electron. Presupunem că electronul este localizat în volumul din spaţiul tridimensional V şi are impulsul în intervalul $(p, p+dp)$. Deoarece în spaţiul fazelor electronul ocupă un volum h^3 numărul de stări pe care acesta le poate ocupa este:

$$dn_e = V\frac{4\pi p^2 dp}{h^3} \tag{6.169}$$

În mod analog se poate calcula numărul de stări ale neutrinilor:

$$dn_\nu = V\frac{4\pi p_\nu^2 dp_v}{h^3} \tag{6.170}$$

Numărul de stări din spaţiul câmpului electroneutrinic va fi:

$$dn = dn_e dn_\nu \tag{6.171}$$

Densitatea de stări este:

$$\frac{dn}{dE_0} = \frac{16\pi^2 V^2}{h^6} p^2 p_\nu^2 \frac{dp_\nu}{dE_0} dp \tag{6.172}$$

În relaţia (6.172) impulsul neutrinului este:

$$p_\nu = \frac{E_\nu}{c} \tag{6.173}$$

Neglijând energia de recul a nucleului obţinut, energia de dezintegrare E_0 se împarte între electron şi neutrino:

$$E_0 = E + E_\nu \tag{6.174}$$

Relaţia (6.173) devine:

$$p_\nu = \frac{1}{c}(E_o - E) \tag{6.175}$$

iar:

$$p_\nu^2 \frac{dp_\nu}{dE_0} = \frac{1}{c^3}(E_0 - E)^2 \tag{6.176}$$

astfel că relaţia (6.172) se scrie:

$$\frac{dn}{dE_0} = \frac{16\pi^2 V^2}{c^3 h^6} p^2 (E_0 - E)^2 dp \tag{6.177}$$

Elementul de matrice

Elementul de matrice este:

$$H_{fi} = \int \Psi_f^* H \Psi_i d\Omega \tag{6.178}$$

Ψ_i este funcţia de stare a stării iniţiale a sistemului. Ea este chiar funcţia de stare a nucleului iniţial pe care o vom nota cu ψ_i. Ψ_f este funcţia de stare a stării finale. Ea este un produs dintre funcţia de stare a nucleului final ψ_f şi funcţiile de stare a neutrinului $\varphi_\nu(\vec{r})$ şi electronului $\varphi_e(\vec{r})$.

$$\psi_f \varphi_e(\vec{r}) \varphi_\nu(\vec{r}) \tag{6.179}$$

Elementul de matrice dat de (6.178) se poate exprima ca:

$$H_{fi} = g \int \left[\psi_f^* \varphi_e^* \varphi_\nu^*(r)\right] M \psi_i d\Omega \tag{6.180}$$

unde g este o constantă fundamentală empirică numită constantă de cuplare Fermi şi care are valoarea $g = 1,41 \times 10^{-49}$ erg cm^3 $= 0,9 \times 10^{-4}$ MeV fm^3, iar M este un operator adimensional care provine din operatorul Hamilton.

Constanta de cuplare Fermi exprimă puterea de interacţie a radiaţiei β. Caracterul ei aminteşte de constanta gravitaţională şi de constanta de structură fină.

Vom simplifica elementul de matrice H_{fi}. Deoarece interacţia dintre nucleu şi leptoni este foarte mică, undele asociate leptonilor sunt nedistorsionate datorită câmpului nuclear şi putem să le considerăm unde plane

(Se neglijează efectul câmpului coulombian al nucleului). Atunci:

$$\varphi_e(\vec{r}) = N_e e^{i\vec{K}_e\overrightarrow{r}} \quad (6.181)$$

$$\varphi_\nu(r) = N_\nu e^{i\vec{K}_\nu\overrightarrow{r}} \quad (6.182)$$

unde $\vec{K}_e$ si $\vec{K}_\nu$ reprezintă vectorii de undă. Dacă normăm funcţiile de stare în interiorul volumului V se găseşte că:

$$N_e = N_\nu = V^{-1/2} \quad (6.183)$$

Funcţiile de stare ψ_i şi ψ_f sunt diferite de zero numai în interiorul nucleului. Din acest motiv integrala se extinde numai peste volumul nucleului V. Deoarece extinderea nucleului este mică în comparaţie cu volumul în care leptonii pot fi localizaţi, dezvoltăm funcţile de unde $\varphi_e(\vec{r})$ şi $\varphi_\nu(\vec{r})$ în jurul originii $\vec{r} = 0$:

$$\varphi_e(\overrightarrow{r}) = V^{-1/2}\left[1 + i(\vec{K}_e\vec{r}) + ...\right] \quad (6.184)$$

$$\varphi_\nu(\overrightarrow{r}) = V^{-1/2}\left[1 + i(\vec{K}_\nu\vec{r}) + ...\right] \quad (6.185)$$

Este suficient să considerăm doar primul termen în fiecare serie:

$$\varphi_e(0) = \varphi_\nu(0) = V^{-1/2} \quad (6.186)$$

deoarece următorul termen este de 50 de ori mai mic. Astfel:

$$H_{fi} = g\varphi_e^*(0)\,\varphi_\nu^*(0)\int \psi_f^* M\psi_i d\Omega = g\varphi_e^*(0)\,\varphi_\nu^*(0)\,M_{fi} \quad (6.187)$$

Atunci:

$$H_{fi} = \frac{g}{V}M_{fi} \quad (6.188)$$

unde cantităţile necunoscute ψ_e, M si ψ_i au fost grupate într-un element de matrice M_{fi}.Acest element este o integrală în care intervine funcţia de stare a nucleului iniţial şi funcţia de stare a nucleului final. În cazul unei tranziţii permise el este aproximativ 1 şi este independent de energia electronului, în timp ce pentru tranziţiile interzise este egal cu zero.

Substituind în (6.166) densitatea de stări (6.177) şi elementul H_{fi} în final se ajunge la:

$$N(p)dp = \frac{g^2}{2\pi^3 c^3 \hbar^7}\left|M_{fi}\right|^2 (E_0 - E)^2 p^2 dp \quad (6.189)$$

Acestei formule trebuie să i se adauge un factor de corecţie pentru a lua în consideraţie interacţiunea coulombiană dintre particula β şi nucleu. Datorită interacţiei coulombiene cu nucleul, viteza şi deci şi energia particulei β^- este micşorată, în timp ce pentru particula β^+ viteza şi energia cresc. Acest fapt afectează forma spectrului de energie precum şi probabilitatea de dezintegrare. Comparând situaţia unei dezintegrări β^- cu o dezintegrare β^+ apare paradoxal faptul că efectul interacţiei coulombiene serveşte la stimularea emisiei β^-şi nu stimulează emisia β^+. Această influenţă este caracterizată cu ajutorul funcţiei Fermi $F(E, Z)$

$$N(p)dp = \frac{g^2}{2\pi^3 c^3 \hbar^7} \left|M_{fi}\right|^2 F(E,Z)(E_0 - E)^2 p^2 dp \tag{6.190}$$

Astfel, atunci când se studiază spectrul de energie al particulelor β^+ şi β^- impulsul şi energia acestora sunt altele decât la momentul iniţial. Astfel, pentru particulele β^+ impulsul este mai mic la creare, şi atunci densitatea de stări este mai mică fapt ce face ca probabilitatea de tranziţie să fie mai mică.

Schimbarea impulsului particulelor β datorită câmpului coulombian este mai mare când particula are impuls mic. În consecinţă, influenţa interacţiei coulombiene este mai mare la începutul spectrului de energie. Putem considera că această perturbare schimbă funcţia de stare a electronului. Aceasta face necesară modificarea elementului $\left|H_{fi}\right|^2$ astfel încât acesta să conţină funcţia de stare a electronului $\left|\varphi_e(0)\right|_Z$ modificată de sarcina nucleară. Astfel, noul element de matrice $\left|H_{fi}\right|^2$ se scrie ca:

$$\left|H_{fi}\right|^2 = g^2 \left|\varphi_c(0)\right|_Z^2 \left|\varphi_\nu(0)\right|^2 \left|M_{fi}\right|^2 \tag{6.191}$$

În acest fel factorul de corecţie $F(E, Z)$ poate fi definit astfel:

$$F(E,Z) = \frac{\left|\varphi_e(0)\right|_Z^2}{\left|\varphi_e(0)\right|^2} \tag{6.192}$$

Funcţia Fermi ia valorile:

$$\begin{aligned} F &\geq 1, \text{pentru emisia } \beta^- \\ F &\leq 1, \text{pentru emisia } \beta^+ \end{aligned}$$

Expresia explicită a lui F este complicată existând formule şi tabele pentru diverse energii.

6.7.6 Constanta de dezintegrare β

Constanta de dezintegrare λ este egală cu probabilitatea de emisie a unei particule β cu o energie între 0 şi E_0 care corespunde impulsului maxim p_m:

$$\lambda = \int_0^{p_m} N(p)dp = \frac{g^2}{2\pi^3 c^3 \hbar^7} \int_0^{p_m} \left|M_{fi}\right|^2 F(E,Z)(E_0 - E)^2 p^2 dp \quad (6.193)$$

Este convenabil ca această integrală să fie făcută referindu-ne la energia totală a particulei β raportată la energia de repaus a acesteia. Astfel se introduc mărimile:

$$W = \frac{E + m_e c^2}{m_e c^2} \quad (6.194)$$

$$W_0 = \frac{E_0 + m_e c^2}{m_e c^2} \quad (6.195)$$

Atunci (6.193) devine:

$$\lambda = \frac{m^5 g^2 c^4 \left|M_{if}\right|^2}{2\pi^3 \hbar^7} \int_1^{W_0} F(Z,W) \left(W^2 - 1\right)^{1/2} (W - W_0)^2 W dW \quad (6.196)$$

sau:

$$\lambda = \frac{\left|M_{if}\right|^2}{\tau_0} f(E_0, Z) \quad (6.197)$$

unde:

$$f(E_0, Z) = \int_1^{W_0} F(Z,W) \left(W^2 - 1\right)^{1/2} (W - W_0)^2 W dW$$

a fost evaluată numeric de Feenberg şi Trigg pentru diverse valori ale lui Z si E_0, iar:

$$\tau_0 = \frac{2\pi^3 \hbar^7}{m_e^5 c^4 g^2} = 7000 \text{ s} \quad (6.198)$$

poartă numele de constanta universală de timp a dezintegrării β.

6.7.7 Violarea conservării parităţii

În fizica macroscopică există o serie de legi de conservare care sunt respectate: legea conservării energiei, legea de conservare a momentului cinetic, legea de conservare a impulsului. În fizica atomică şi nucleară alături de aceste legi funcţionează şi legea conservării parităţii. Aceasta este o consecinţă a faptului că potenţialele care sunt implicate în fizica atomică şi nucleară sunt invariante la operaţia de oglindire. Aceasta face ca operatorul Hamilton asociat acestor interacţii să fie invariant la reflexia coordonatelor spaţiale faţa de origine. Această operaţie este notată simbolic cu $\vec{r} \to -\vec{r}$. Operaţia de reflexie faţă de origine este echivalentă cu o serie de reflexii succesive faţă de planele xOy, xOz, yOz. Pentru simplificare în continuare vom considera efectul reflexiei doar într-un plan ca într-o oglindă plană. Astfel:

$$H(\vec{r}) = H(-\vec{r}) \tag{6.199}$$

Spunem că H este un scalar. O astfel de mărime se deosebeşte de un pseudoscalar care-şi schimbă semnul după operaţia de reflexie. Invarianţa discutată mai sus face ca funcţiile proprii asociate operatorului Hamilton să aibă o paritate bine determinată iar paritatea totală iniţială şi finală este aceiaşi (paritatea se conservă).

Dacă un sistem are o paritate bine determinată el este identic cu imaginea sa în oglindă. Dacă paritatea se conservă imaginea unui experiment real apare în oglindă.

În lumea macroscopică în general sistemele nu sunt invariante la operaţia de oglindire. O elice nu coincide cu imaginea sa în oglindă şi spunem că are o elicitate bine determinată. Chiar sisteme extrem de mici precum moleculele organice posedă o elicitate bine definită.

Un exemplu este prezentat în Fig. 6.25 în care un ac magnetic este deviat cu ajutorul unui câmp magnetic creat de un curent liniar. În experimentul real polul nord este deviat înspre cititor. În cazul experimentului reflectat polul nord ar trebui deviat în sens invers. Astfel, acest experiment pare a viola legea conservării parităţii deoarece în experimentul din oglindă acul magnetic ar trebui să devieze dinspre cititor (în sens invers experimentului real).

Dacă studiem experimentul la scară microscopică trebuie să ţinem cont de curenţii moleculari care produc câmpul magnetic. În oglindă sensul acestor curenţi este invers sensului curenţilor din acul magnetic

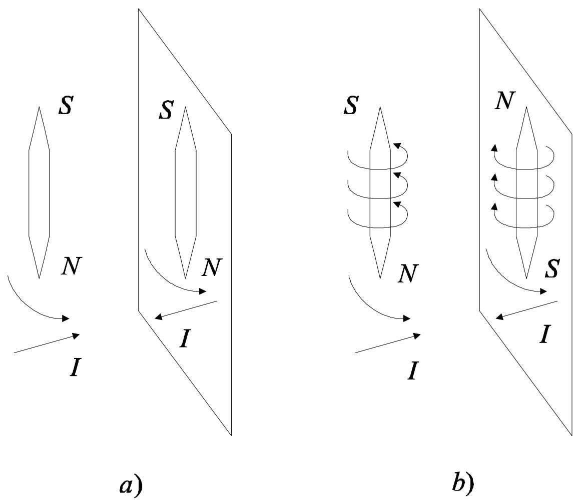

Figura 6.25: a) Imaginea în oglindă a unui magnet când nu se iau în consideraţie curenţii moleculari din interiorul său b) Imaginea în oglindă a unui magnet când se iau în consideraţie curenţii moleculari din interiorul său

real, astfel că în oglindă polii acului magentic se schimbă. Atunci imaginea experimentului în oglindă poate fi realizată în practică. Rezultă astfel că la nivel microscopic legea de conservare a parităţii este valabilă.

Vreme îndelungată legea conservării parităţii a fost considerată valabilă. Pentru interacţiunile electromagnetice şi interacţiunile tari legea a fost demonstrată experimental. Totuşi în 1956 studiindu-se dezintegrarea mezonilor K s-a observat că aceştia în unele scheme de dezintegrare se comportă ca particule pare iar în alte scheme se comportă ca particule impare. Tot în 1956 Lee şi Young au arătat că se poate elabora o teorie a dezintegrării β fără a se lua în consideraţie conservarea parităţii în cazul interacţiilor slabe (Lee T. D, Young C. N. , Phys Rev. 104 p 254, 1956). Lee şi Young au sugerat că punerea în evidenţă a neconservării parităţii se poate face în studiul dezintegrării β a unor nuclee polarizate.

În celebrul experiment al lui Wu din 1957 a fost măsurată distribuţia unghiulară a electronilor emişi de nucleele polarizate de ^{60}Co. În Fig. 6.26 este arătat experimentul real şi cel oglindit.

Proba utilizată a fost un nitrat de cobalt în care s-a realizat o orientare a momentelor cinetice nucleare cu ajutorul unui câmp magnetic. S-a observat experimental că mai mulţi electroni au fost emişi în direcţie

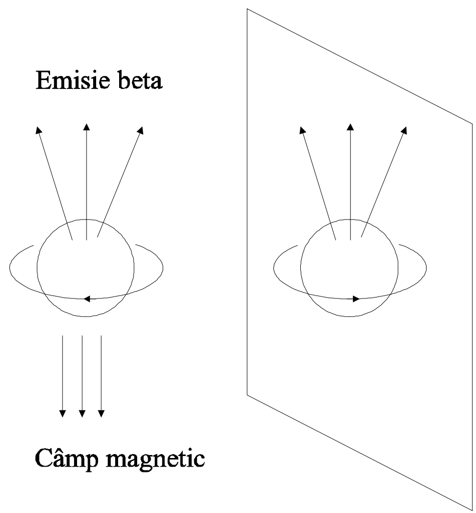

Figura 6.26: Emisia beta în cazul experimentului real şi a celui oglindit

opusă vectorului moment cinetic al nucleelor. În oglindă se observă că electronii sunt emişi în direcţia momentului cinetic. Experimentul oglindit nu poate fi realizat deoarece rezultatul său ar fi în contradicţie cu rezultatele experimentului real. Astfel, observarea acestei asimetrii în experimentul real, constituie o demostraţie că legea conservării parităţii nu este valabilă. Experimentul a fost dificil de realizat din două motive: a) sunt necesare câmpuri magnetice foarte mari 10^5 Oe b) sunt necesare temperaturi extrem de mici ($\sim\ 0,1$ K). Câmpurile magnetice mari şi temperaturile foarte mici sunt necesare pentru ca energia de interacţie a nucleului cu câmpul magnetic să fie cel puţin egală cu energia de agitaţie termică. În acea vreme nu s-au putut obţine direct câmpuri de o astfel de valoare (astăzi ele sunt obţinute cu ajutorul supraconductorilor). Din acest motiv s-au folosit substanţe paramagnetice deoarece electronii acestora crează în zona nucleului câmpuri de 10^5 Oe. Aceste câmpuri vor fi orientate paralel dacă se polarizează momentele magnetice ale electronilor atomici (lucru care se realizează cu ajutorul unor câmpuri în jur de 100 Oe). Răcirea se poate face până la 4,2 K cu ajutorul heliului lichid, apoi până la 0,01 K prin metoda demagnetizării adiabatice. Rezultatele experimentului sunt arătate în Fig. 6.27.

Pentru măsurarea gradului de asimetie s-au folosit doi contori γ cu

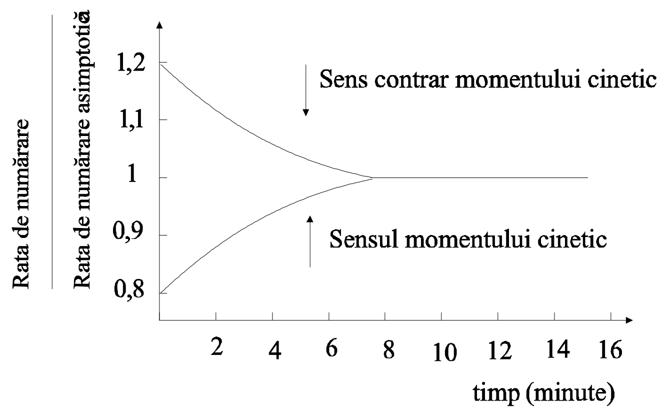

Figura 6.27: Rezultatul experimentului lui Wu cu privire al emisia particulelor beta provenite din nuclee polarizate

cristal de NaI. Din Fig. 6.27 se observă că electronii sunt emişi preponderent în direcţia opusă momentului cinetic al nucleului. Mărimea asimetriei scade treptat în timp (8 minute) fapt datorat micşorării gradului de polarizare al nucleelor pe măsura încălzirii probei datorată căldurii provenite din mediul exterior şi celei datorate dezintegrării β. Distribuţia unghiulară a electronilor emişi a fost caracterizată cu ajutorul funcţiei:

$$f(\theta) = A(1 + \cos\theta) \tag{6.200}$$

Din punct de vedere matematic această neconservare a parităţii înseamnă că hamiltonianul care corespunde interacţiei slabe are două componente: una scalară $H_{\beta s}$ şi una pseudoscalară $H_{\beta p}$:

$$H = H_{\beta s} + H_{\beta p} \tag{6.201}$$

6.8 Dezintegrarea gama

6.8.1 Tranziţii de dipol şi tranziţii multipolare

Nucleele prezintă o mulţime de stări excitate caracterizate de energia E, momentul cinetic (prin intermediul numărului cuantic J) şi paritatea $P = \pm 1$. El poate ajunge într-o astfel de stare dacă are loc o dezintegrare

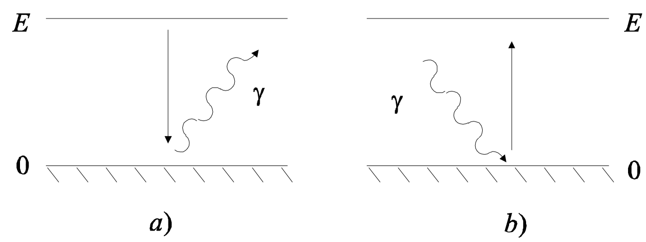

Figura 6.28: a) Emisia unui foton b) Absorbţia unui foton

alfa sau beta. Apoi nucleul se dezexcită în starea fundamentală prin emisia unui foton. Procesul poartă numele de dezintegrare gama. El este analog cu cel al emisiei radiaţiei de către un atom. Dar cum intervalul dintre nivelele energetice ale nucleului este mult mai mare decât cel din atom lungimile de undă corespunzătoare celor două situaţii vor diferi foarte mult ($\lambda \sim 10^{-7}$ m pentru atom şi $\lambda \sim 10^{-12} - 10^{-13}$ m pentru nucleu). Lungimea de undă poate fi comparată cu raza atomică ($R_{atom} \simeq 10^{-10}$ m) şi raza nucleară ($R_{nucleu} \simeq 10^{-14}$ m):

$$\left(\frac{R}{\lambda}\right)_{atom} = 10^{-3} \qquad \text{şi} \qquad \left(\frac{R}{\lambda}\right)_{nucleu} = 10^{-1} - 10^{-3}$$

Diferenţa dintre aceste rapoarte are implicaţii profunde în sensul că pentru atomi trebuie considerată în general doar emisia de dipol în timp ce pentru nucleu apar mai multe tipuri de radiaţii multipolare.

Radiaţia de tip electric dipolar (notată cu $E1$ în fizica nucleară) reprezintă echivalentul cuantic al radiaţiei produse în mod clasic de un dipol oscilant. Pentru o particulă cu sarcină e având vectorul de poziţie $\vec{r}$, momentul electric de dipol este $e\vec{r}$, iar probabilitatea cuantică de tranziţie dipolară între două stări este legată de elementul de matrice:

$$M_{if} = \int u_i^* e\vec{r} u_f dv \tag{6.202}$$

Formula de mai sus se aplică de exemplu pentru tranziţia unui proton între două stări. Tranziţia este reprezentată în Fig. 6.28a; în Fig. 6.28b este prezentată absorbţia unui foton.

Se calculează probabilitatea de tranziţie T care este proporţională cu $|M_{if}|^2$ şi se obţine:

$$T\,(E1) \sim \frac{1}{4\pi\varepsilon_0\hbar}\left(\frac{E_\lambda}{\hbar c}\right)^3 |M_{if}|^2 \tag{6.203}$$

Deoarece elementul de matrice este de ordinul lui eR unde R este raza nucleului iar $E_\gamma = hc/\lambda$ atunci:

$$T\,(E1) \sim \frac{R^2}{\lambda^3} \tag{6.204}$$

Cum timpul mediu de viaţă al stării este invers proporţional cu probabilitatea de tranziţie atunci acesta este proportional cu λ^3 sau E^{-3}.

O altă posibilitate de a se obţine radiaţie gama este emisia de cuadripol. Probabilitatea unei astfel de tranziţii este proporţională cu elementul de matrice dintre cele două stări pentru operatorul moment de cuadripol. Acesta are ordinul de mărime eR^2. Astfel probabilitatea de tranziţie este:

$$T\,(E2) \sim \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0\hbar}\left(\frac{E_\lambda}{\hbar c}\right)^5 R^4 \sim \frac{R^4}{\lambda^5} \tag{6.205}$$

În mod analog probalitatea de tranziţie pentru celelalte momente multipolare are forma:

$$T\,(EL) \sim \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0\hbar}\left(\frac{E_\lambda}{\hbar c}\right)^{2L+1} R^{2L} \sim \frac{R^{2L}}{\lambda^{2L+1}} \tag{6.206}$$

Dacă se porneşte de la expresiile de mai sus putem evalua raportul:

$$\frac{T\,(EL+1)}{T\,(EL)} \sim \left(\frac{R}{\lambda}\right)^2 \tag{6.207}$$

În cazul nucleului acest raport este de ordinul $10^{-2} - 10^{-4}$ în comparaţie cu 10^{-6} pentru atom. De aici rezultă faptul că în fizica atomică radiaţia multipolară are o importanţă foarte mică.

În afară de radiaţia datorată tranziţiilor de multipol există o radiaţie ce apare datorită oscilaţiilor multipolilor magnetici. În mecanica cuantică probabilitatea de tranziţie depinde de elementele de matrice care implică mai degrabă curenţi decât sarcini elementare. Considerând $j = ev$ unde v este viteza unui nucleon în nucleu, ordinul de mărime al elementului de matrice poate fi estimat înlocuind pe e cu ev/c în expresiile care dau probabilităţile de tranziţie. Pentru evaluarea acestei expresii vom utiliza

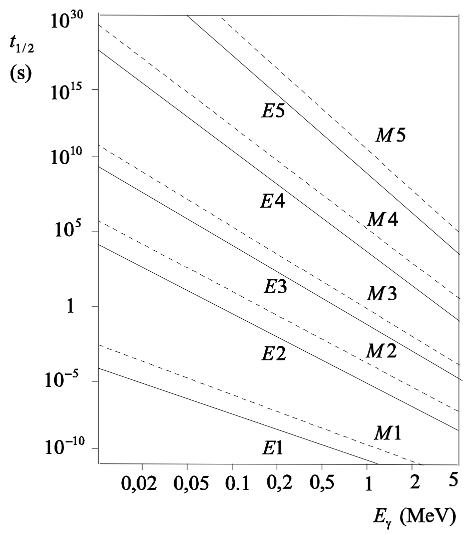

Figura 6.29: Diagrama Weisskopf a timpilor de înjumătăţire funcţie de energia radiaţiei gama pentru tranziţii de diverşi multipoli în cazul unui nucleu cu $A = 100$

relaţia de incertitudine a lui Heisenberg $\Delta p \Delta x \simeq \hbar$ unde $\Delta p \simeq m_p v$ iar $\Delta x \simeq R$. Atunci $v/c \simeq \hbar/m_p Rc$. Există în plus şi o contribuţie datorată momentelor magnetice intrinseci ale nucleonilor. Din acest motiv probabilităţile de tranziţie multipolare electrice şi magnetice sunt legate printr-o relaţie de forma:

$$T(ML) = 10 \left(\frac{\hbar}{m_p Rc} \right)^2 T(EL) \qquad (6.208)$$

Ecuaţia (6.208) a fost obţinută în anul 1950 de Weisskoff care a adăugat o constantă multiplicativă care depinde de L. Având în vedere legătura dintre probabilităţile de tranziţie şi timpii de înjumătăţire $t_{1/2} = \ln 2/T$ pot fi trasate curbele care dau timpii de înjumătăţire pentru diverse tranziţii multipolare în funcţie de energia radiaţiilor γ emise (Fig. 6.29).

6.8.2 Reguli de selecţie

Pentru a se obţine însă o radiaţie multipolară este necesar ca elementul de matrice care intervine în expresia probabilităţii de tranziţie să nu fie nul. Aceasta depinde de natura funcţiei de stare şi de simetria operatorului respectiv. De exemplu pentru tranziţia $M1$ operatorul este $e\vec{r}$. Acesta are o paritate egală cu -1. Este de aşteptat ca radiaţia emisă să reflecte această proprietate de simetrie şi să fie caracterizată de un moment cinetic al cărui număr cuantic să fie $L = 1$ şi să aibă o paritate egală cu -1. De altfel se observă că pe direcţia Oz componenta lui $e\vec{r}$ este $ez = er\cos\theta \sim erY_{10}(\cos\theta)$ care este o funcţie proprie a operatorului moment cinetic cu $L = 1$ şi are paritatea egală cu -1. Este emis un foton 1^-. În plus momentul cinetic şi paritatea trebuie să se conserve în aceste tranziţii. Astfel, pentru ca tranziţia de dipol să aibă loc este necesar ca $\Delta J = \pm 1$. Este interzisă tranziţia dintre două stări pentru care numărul cuantic J corespunzător momentului cinetic este nul datorită faptului că radiaţia emisă are un moment cinetic al cărui număr cuantic este $L = 1$. Deoarece paritatea fotonului emis este -1 atunci $P_f = -P_i$. Acestea sunt regulile de selecţie în cazul tranziţiei de dipol electric.

Pentru tranziţia de dipol magnetic deoarece operatorul moment magnetic este legat de operatorul moment cinetic $\vec{r} \times \vec{p}$ fotonul emis are paritatea $+1$ (operatorul este un operator par adică el nu se schimba la trecerea $\vec{r} \to -\vec{r}$). Din acest motiv faţă de cazul tranziţiei de dipol electric singura schimbare constă în faptul că $P_f = P_i$.

În cazul tranziţiei electrice de multipol intervine operatorul $3z^2 - r^2 \sim r^2Y_{20}$, astfel că paritatea fotonului emis este $P = +1$. Mai mult momentului cinetic al acestuia îi corespunde numărul cuantic $L = 2$, astfel că este emis un foton 2^+ într-o astfel de tranziţie. Regula de selecţie pentru numărul cuantic J este $\Delta J = \pm 2$. Şi în acest caz $P_f = P_i$.

Legătura dintre timpii de înjumătăţire şi energia radiaţei γ emisă urmează în general predicţiile teoretice. Dacă o stare se poate dezintegra printr-o radiaţie de multipol de ordin mare timpii de înjumătăţire sunt foate mari. De exemplu timpul de înjumătăţire al stări $11/2^-$ a ^{131}Xe care se dezintegrează în starea fundamentală $3/2^+$ printr-o tranziţie $M4$ este de 11,8 zile. Spunem despre astfel de stări (al căror timp de înjumătăţire este mai mare de 1 s) ca fiind stări izomere. Ele apar în regiunile în care stările excitate de energie mică au momente cinetice mari; revenirea în starea fundamentală fiind posibilă doar prin tranziţii de multipol de ordin înalt. Este de remarcat ca multe tranziţii $E2$ au timpi de viaţă mult mai scurţi decât cei prezişi cu ajutorul modeului în pături uniparticulă. Un exemplu este cazul ^{180}Hf pentru care timpii de înjumătăţire sunt de două ori mai mici decât cei prezişi. Acest lucru nu poate fi înţeles decât dacă se consideră contribuţia proceselor colective la probabilitatea de tranziţie.

6.8.3 Conversia internă

În mod frecvent în procesul de dezintegrare γ sunt observaţi electroni emişi cu energia:

$$E = E_\gamma - W_i \tag{6.209}$$

unde E_γ este energia fotonilor emişi, iar W_i se referă la energia de legătură a electronilor de pe pătura i (K, L, M , ...) ai atomului din care face parte nucleul. Acest fenomen poate fi privit ca un efect fotoelectric intern. Deşi acest proces se poate petrece el are loc cu o probabilitate foarte mică. Explicaţia fenomenului constă în faptul că energia de tranziţie este transferată direct electronului prin interacţii electromagnetice de la nucleu. Acest proces poartă numele de conversie internă şi este un alt mod de dezexcitare nucleară. Probabilitatea de tranziţie T dintr-o stare excitată în altă stare are forma:

$$T = T_\gamma + T_c \tag{6.210}$$

unde T_γ este probabilitatea de dezintegrare prin emisia unui foton iar T_c este probabilitatea de dezintegrare prin conversie internă. Se poate defini un coeficient de conversie internă:

$$\alpha = \frac{T_c}{T_\gamma} = \frac{N_c}{N_\gamma} \tag{6.211}$$

unde N_c şi N_γ sunt numărul de electroni, respectiv numărul de particule gama emise în unitatea de timp. Menţionăm că α depinde de ordinul de multipol al tranziţiei.

Există şi o altă formă a conversiei interne şi anume aceea a producerii de perechi electron - pozitron. Acest fenomen se produce când energia de dezintegrare este mai mare decât $2m_ec^2 = 1,02$ MeV. Un exemplu este dezintegrarea ^{16}O din starea $6,06$ MeV (0^+) în starea fundamentală (0^+). Regulile de selecţie interzic aparţia unei tranziţii în care să apară un foton. Tranziţiile $0^+ \rightarrow 0^+$ nu pot avea loc decât printr-un proces de conversie internă sau dacă energia este suficientă pentru apariţia unei perechi electron-pozitron. Pentru tranziţia $0 \rightarrow 0$ cu schimbarea parităţii cel mai probabil mod de realizare este acela în care are loc emisia a două particule γ, E_1 şi M_1.