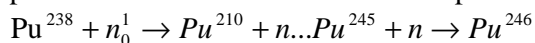


## 6. FISIUNEA NUCLEARĂ

### 6.1. Generalități

În anul 1934 Fermi și colaboratorii săi au inițiat experimente sistematice cu privire la reacțiile produse prin bombardarea nucleelor grele cu neutroni. În particular prin bombardarea uraniului cu neutroni s-a constatat că se obțin nuclee  $\beta^-$  active care au fost interpretate ca fiind nuclee transuraniene formate prin captura succesivă de neutroni conform procesului descris de relația:



Ulterior (1939) prin separări chimice O.Hahn și F.Strassmann identifică printre produșii de reacție bariul și kriptonul. Ei emit pentru prima dată ipoteza că la bombardarea nucleelor de uraniu cu neutroni lenți acestea se fragmentează în nuclee mai ușoare având loc un proces de "fisiune". Termenul de "fisiune", preluat din biologie, a fost introdus de L.Meitner și O.Frisch care au dat și prima interpretare calitativă a procesului de fisiune asimilând nucleul cu o "picătură de lichid nuclear". În lumina acestui model energia primită de nucleu de la neutronul absorbit generează o mișcare a acestuia similară cu oscilațiile picăturii de lichid sub influența tensiunii superficiale. Ca urmare nucleul compus, format prin absorbția neutronului proiectil, începe să vibreze în jurul formei sferice de echilibru ; dacă amplitudinea acestor oscilații este suficient de mare, revenirea la forma sferică nu mai este posibilă. Se produce o "gâtuire" care este accentuată și de repulsia coulombiană a protonilor din nucleu și în final se produce fisiunea nucleului. Date fiind considerentele de mai sus, fisiunea este rezultatul competiției dintre forțele coulombiene repulsive și cele nucleare atractive, incluse în tensiunea superficială a picăturii nucleare.

Într-o serie de experiențe efectuate imediat după descoperirea fisiunii nucleare s-a stabilit că acest proces este însoțit de eliberarea unei energii mari (de aproximativ 200 MeV pe act de fisiune), de neutroni prompti (circa doi - trei neutroni pe act de fisiune) și de radiații  $\gamma$  prompte, cât și de o intensă radioactivitate  $\beta^-$  însoțită de radiații  $\gamma$  "întârziate" și de neutroni "întârziati".

Ca urmare, la sfârșitul anului 1939 se știa că procesul de fisiune este o "sursă de energie și de neutroni" și s-a prevăzut deja posibilitatea procesului de multiplicare a neutronilor, adică realizarea unei "reacții în lanț autoîntreținute". Într-adevăr, apariția neutronilor permite utilizarea lor pentru fisiunea altor nuclee vecine prin eliberarea de noi cantități de energie și de noi neutroni care, la rândul lor vor produce fisiunea altor nuclee etc. Datorită vitezei foarte mari a acestor procese "în lanț", numărul nucleelor ce fisionează într-un timp foarte scurt poate ajunge la valori colosale și ca urmare, în acest timp, va fi eliberată o energie enormă care, în mod uzual, se numește "energie nucleară". La sfârșitul anului 1939 a fost elaborată teoria fisiunii nucleare în lumina modelului picăturii de către Bohr și Wheeler cât și bazele "teoriei reacției în lanț", subliniindu-se cu acest prilej necesitatea cunoașterii cât mai exacte a numărului de neutroni emiși la fiecare act de fisiune, spectrul lor energetic și dependența de energia neutronilor a secțiunii eficace de fisiune.

În consecință experimentele efectuate imediat după descoperirea fenomenului de fisiune nucleară, au stabilit o serie de proprietăți importante ale procesului de fisiune, a căror înțelegere a necesitat însă eforturi ulterioare deosebite, atât teoretice cât și experimentale.

Într-adevăr, în 1939, F. Joliot-Curie și colaboratorii săi au stabilit experimental că în urma "exploziei nucleului de uraniu" se produc 2 - 3 neutroni dar experimentele respective "n-au spus nimic" despre mecanismul lor de producere. Se putea face ipoteza că neutronii sunt emiși de nucleul care fisionează chiar în momentul fragmentării (sciziunii) cât și ipoteza că neutronii sunt emiși după sciziune de nucleele (fragmentele prompte) rezultate. În primul caz era de presupus că neutronii sunt emiși cu mai mare probabilitate în direcție perpendiculară pe direcția de mișcare a celor două fragmente rezultate la sciziune deoarece cel mai probabil loc de emisie al neutronilor este la "ruperea" nucleului ce fisionează (figura 6.1.a). În cel de-al doilea caz neutronii zboară preferențial pe direcția de mișcare a fragmentelor ce-i emit (figura 6.1.b). Stabilirea uneia din cele două ipoteze și deci a "mecanismul de emisie a neutronilor" se poate face prin experiențe de corelație între direcția de emisie a neutronilor și direcția de zbor a fragmentelor.

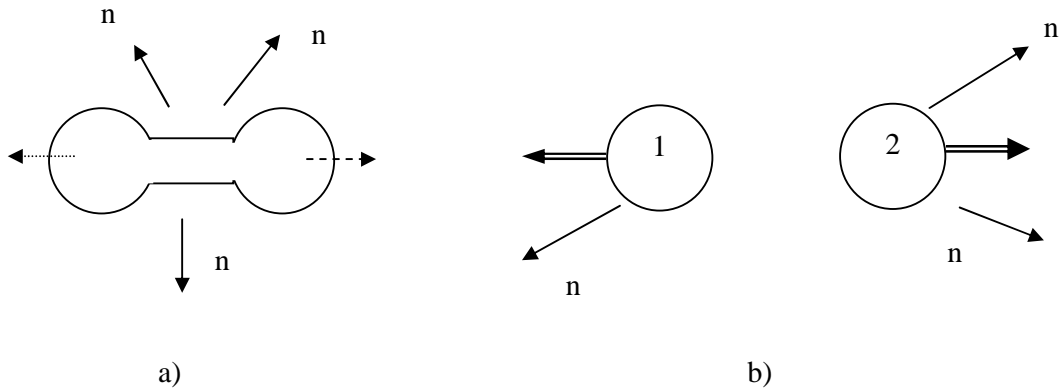


Figura 6.1. Ilustrarea calitativă a emisiei de neutroni la sciziune (a) sau de fragmentele "1" și "2" rezultate la sciziune (b).

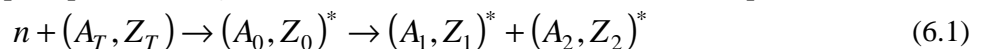
Abia în anul 1947 s-au efectuat primele experiențe de acest fel, numite "experiențe de corelație unghiulară", care au stabilit faptul că neutronii sunt emiși cu cea mai mare probabilitate de fragmente prompte obținute la sciziune. Experimentele ulterioare, din ce în ce mai sensibile, au confirmat acest lucru și în plus au stabilit atât faptul că ambele fragmente emit neutroni prompti cât și numărul mediu de neutroni emiși de fiecare fragment. Facem însă precizarea că aceste experimente nu au exclus posibilitatea ca neutronii să fie emiși, ce-i drept cu probabilitate mult mai mică, de nucleul care fisionează chiar în momentul (sau puțin înainte) de sciziune conform mecanismului exprimat calitativ de figura 6.1.a. Experimentele efectuate în anii '62 - '65 au pus în evidență și astfel de neutroni.

Alte experimente, din ce în ce mai precise, au confirmat intensa radioactivitate  $\beta^-$  a fragmentelor de fisiune obținute după emisia de neutroni prompti și de radiații  $\gamma$  prompte. S-a constatat și posibilitatea ca procesele  $\beta^-$  să fie însoțite în unele cazuri, pe lângă emisia de cuante  $\gamma$  "întârziate" și de emisia de "neutroni întârziati"; s-a stabilit și numărul acestor neutroni întârziati pe act de fisiune, timpul lor de emisie, energia lor cinetică (spectrul energetic) cât și identificarea fragmentelor ce-i emit. În acest sens este instructiv de precizat că inițial identificarea fragmentelor  $\beta^-$  emițătoare s-a făcut prin metode radiochimice și prin spectroscopie de masă. Aceste măsurători se efectuau asupra produșilor finali  $\beta^-$  stabili, rezultați prin dezintegrări succesive  $\beta^-$ . Ulterior (anii '65) identificarea acestor fragmente, prin masa lor, s-a realizat prin măsurarea energiei și vitezei lor. Extinderea acestei metode (anul 1969) prin măsurarea în coincidență a energiei și vitezei perechilor de fragmente emise la sciziune a permis determinarea distribuției de masă chiar a fragmentelor prompte (vezi Anexa 3)

Așadar din scurta trecere în revistă de mai sus a rezultat că "înțelegerea" procesului de fisiune a însemnat și înseamnă numeroase experiențe și studii teoretice datorită cărora cunoștințele asupra fisiunii s-au acumulat într-un ritm lent. Câteva din proprietățile fundamentale ale procesului de fisiune, în lumina cunoștințelor actuale, vor fi trecute în revistă în următorul paragraf.

## 6.2. Proprietăți fundamentale ale procesului de fisiune. Distribuția de masă și de sarcină a fragmentelor prompte de fisiune

În fisiunea indusă cu neutroni termici, neutronul incident este absorbit de nucleul țintă  $(A_T, Z_T)$ ; se formează nucleul compus  $(A_0, Z_0)^*$  într-o stare excitată. Conform modelului picăturii, NC, datorită energiei de excitare, nucleul începe să vibreze puternic încât este posibilă ruperea sa (sciziunea) în două sau mai multe fragmente prompte  $(A_1, Z_1)^*$  și  $(A_2, Z_2)^*$  aflate în stări excitate, având loc procesul:



cu:

$$Z_1 + Z_2 = Z_0 = Z_T; \quad A_1 + A_2 = A_0 = A_T + 1 \quad (6.2)$$

O problemă centrală a procesului de fisiune o constituie succesiunea formelor prin care NC trece de la forma inițială la fragmente formate la sciziune, prin transfer colectiv de masă și de sarcină. În definirea acestor forme succesive un rol important îl are stabilirea distribuției de masă și de sarcină a fragmentelor prompte obținute la sciziune cât și energia lor de excitare cinetică ( $A_0, Z_0$ )\*.

Pe baza unor experiențe directe sau indirecte, corelate cu unele ipoteze teoretice, s-a ajuns la concluzia că distribuția  $W(A, Z) = W(Z, N)$  a fragmentelor prompte în funcție de numărul lor de protoni Z și de neutroni N arată calitativ ca în figura 6.2.a; localizarea acestora în planul (Z, N) este prezentată în figura 6.2.b.

În figura 6.2.a, linia punctată corespunde fragmentelor (nucleelor) cu  $N = Z$  iar linia continuă notată " $\beta$  stabile" corespunde nucleelor  $\beta$  stabile. Orice perpendiculară pe dreapta  $N = Z$  corespunde nucleelor izobare cu A dat. Pentru un număr de masă A dat, se obține distribuția de sarcină, aceasta este o gaussiană și este notată cu Z în figura 6.2.a. Proiecția distribuției  $W(Z, N)$  în planul format de axa  $W(Z, N)$  și dreapta  $N = Z$  definește distribuția de masă a fragmentelor prompte; această distribuție este notată cu A în figura 6.2.a.

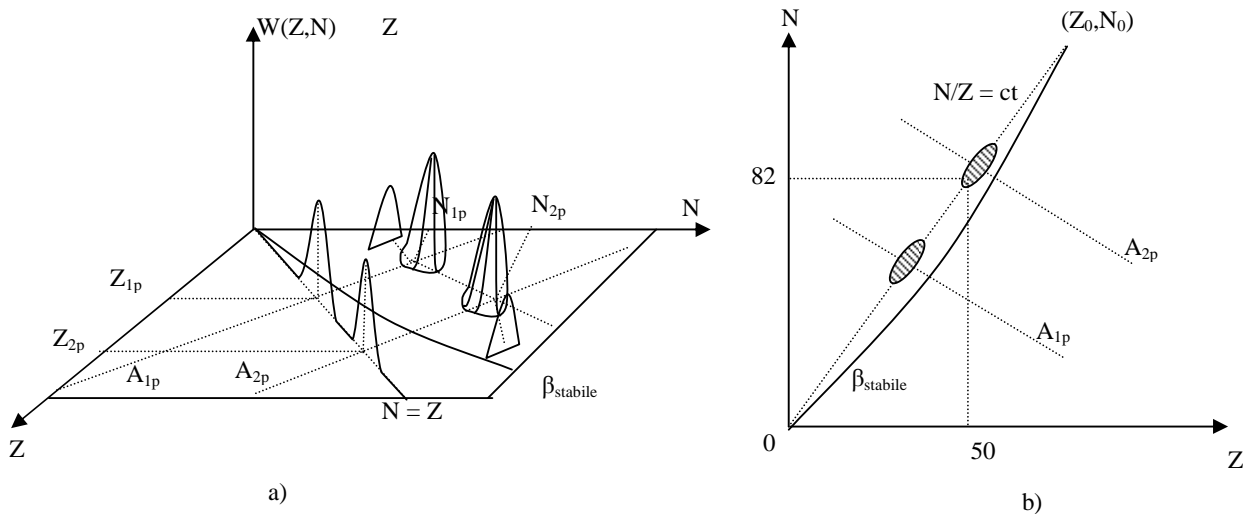


Figura 6.2.

Se constată că distribuția de masă este o curbă cu două maxime corespunzătoare respectiv fragmentului prompt ușor cel mai probabil  $A_{1p} = Z_{1p} + Z_{1p}$  și fragmentului greu cel mai probabil  $A_{2p} = Z_{2p} + Z_{2p}$ . Din figura 6.2.b se constată că dreapta ce trece prin originea sistemului și prin punctul  $(Z_0, N_0)$  corespunde NC ce fisionează, trece și prin zona de localizare a fragmentelor prompte în general și - în particular - trece prin fragmentele prompte cele mai probabile; ca urmare are loc relația:

$$\frac{N_{1p}}{Z_{1p}} = \frac{N_{2p}}{Z_{2p}} = \frac{N_0}{Z_0} \quad (6.3)$$

Această relație arată că fragmentele prompte păstrează același raport  $N_0/Z_0$  ca și al nucleului care fisionează. Deoarece nucleele grele care fisionează au raportul  $N_0/Z_0$  mult mai mare decât al nucleelor  $\beta$  stabile cu A mediu, rezultă că fragmentele prompte vor fi neutronoexcedentare.

Acest lucru se constată clar din figura 6.2.b în care este arătată localizarea fragmentelor față de nucleele  $\beta$  stabile. Rezultă că fragmentele au o energie medie de separare a neutronilor  $S_n$  relativ mică, cu atât mai mică cu cât fragmentele vor fi mai "depărtate" de curba de stabilitate  $\beta$ . Ca urmare dacă fragmentele se obțin în stări cu energie de excitare mai mare ca  $S_n$  acestea vor emite cu mare probabilitate neutroni iar dacă se obțin în stare fundamentală vor fi  $\beta^-$  radioactive. Faptul că fragmentele prompte emit foarte rapid (la aproximativ  $10^{-17}$  secunde după sciziune) neutroni prompti constituie o dovadă că fragmentele prompte sunt nuclee neutronoexcedentare aflate în stări excitate.

### 6.3. Spectrul energetic. Numărul mediu de neutroni prompti emiși pe act de fisiune

Firește cu cât fragmentele rezultate la sciziune se află în stări cu energie de excitare mai mare, cu atât vor emite mai mulți neutroni prompti. "Gradul de excitare" al fragmentelor se caracterizează prin "temperatura nucleară"  $\theta$  care depinde de numărul mediu  $\bar{\nu}_p$  de neutroni prompti emiși pe act de fisiune

prin relația:

$$\theta(\text{MeV}) = 0.50 + 0.43\sqrt{1 + \bar{\nu}_p} \quad (6.4)$$

Distribuția energetică a neutronilor prompti emiși (evaporați) de fragmente este de tip maxwellian și se exprimă în funcție de temperatura  $\theta$  prin relația:

$$n(T) = n_0 S(T); \quad S(T) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\sqrt{T}}{\theta^{\frac{3}{2}}} e^{-\frac{T}{\theta}} \quad (6.5)$$

în care T este energia cinetică a neutronilor emiși,  $n_0$  este densitatea totală a neutronilor de fisiune iar S(T) este o funcție normată pe unitate. Energia cinetică medie a neutronilor de fisiune este dată de expresia:

$$\bar{T} = \int_0^{\infty} TS(T)dT = \frac{3}{2}\theta \quad (6.6)$$

Din relațiile de mai sus rezultă că atât spectrul energetic al neutronilor cât și energia lor cinetică medie depind de temperatura  $\theta$  și deci prin relația (6.4), de numărul mediu  $\bar{\nu}_p$  de neutroni prompti emiși pe act de fisiune. Numărul mediu  $\bar{\nu}_p$  depinde de energia de excitare a nucleului care fisionează. În particular numărul mediu  $\bar{\nu}_p$  de neutroni prompti emiși de fragmentele rezultate în fisiunea indusă cu neutroni termici în procesele  $^{233,235}\text{U}(n,f)$  și  $^{239}\text{Pu}(n,f)$  este dat în figura 6.3. în funcție de numărul de masă A al fragmentelor.

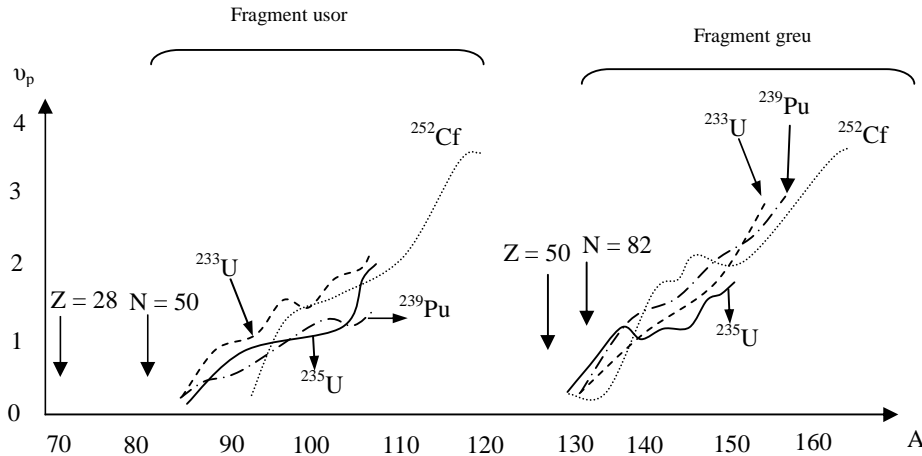


Figura 6.3. Numărul mediu de neutroni prompti emiși de fragmentele de fisiune

În figură este redat și numărul mediu de neutroni prompti rezultați în fisiunea spontană a  $^{252}\text{Cf}$ ; se constată similitudinea dintre fisiunea indusă cu neutroni termici și fisiunea spontană.

În cazul fisiunii induse cu neutroni termici energia cinetică T a neutronilor incidenți este practic zero și NC se formează în starea de energie de excitare egală cu  $S_n$ . Pentru energii  $T \neq 0$ , NC se formează în stări de energie ( $S_n + T$ ) și va emite un număr cu atât mai mare de neutroni prompti cu cât T este mai mare. Pentru procesul  $^{235}\text{U}(n,f)$  dependența numărului mediu de neutroni prompti de energia cinetică T a neutronilor incidenți este bine aproximată de relațiile:

$$\bar{\nu}_p = \begin{cases} 0.1099T + 2.426 & \text{pentru } 10^{-3} < T < 2.48 \\ 0.1673T + 2.283 & \text{pentru } 2.48 < T < 7.5 \\ 0.1358T + 2.522 & \text{pentru } 7.5 < T < 15 \end{cases} \quad (6.7)$$

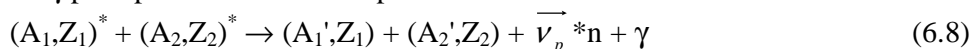
în care energia  $T$  este dată în MeV. În particular, pentru  $T = 0$  se obține  $\bar{\nu}_p = 2,426 \cong 2.43$ , deci în fisiunea indusă cu neutroni termici  $^{235}\text{U}(n,f)$  se vor emite în medie 2,43 neutroni prompti. Desigur acest rezultat se obține și din figura 6.3 mediind pe toate perechile de fragmente rezultate din fisiunea  $(^{236}\text{U})^*$  rezultat în interacțiunea  $n + ^{235}\text{U}$ . În mod similar se obține  $\bar{\nu}_p$  și pentru fisiunea indusă cu neutroni termici pentru procesele  $^{233}\text{U}(n,f)$  și  $^{239}\text{Pu}(n,f)$ . În tabelul 6.1 sunt prezentate aceste valori cât și temperatura  $\theta$  și energia medie  $\bar{T}$  calculate cu relațiile (6.4) și respectiv (6.6).

**Tabelul 6.1.**

| Procesul               | $\bar{\nu}_p$ | $\theta$ | $\bar{T}$ |
|------------------------|---------------|----------|-----------|
| $^{233}\text{U}(n,f)$  | 2.49          | 1.303    | 1.955     |
| $^{235}\text{U}(n,f)$  | 2.43          | 1296     | 1944      |
| $^{239}\text{Pu}(n,f)$ | 2.87          | 1346     | 2.019     |

Cu datele respective din tabelul 6.1 se poate stabili spectrul energetic  $S(T)$  al neutronilor prompti rezultați în fisiunea indusă cu neutroni termici. În particular pentru procesul  $^{235}\text{U}(n,f)$  spectrul energetic este prezentat în figura 6.4. Așadar în procesul de fisiune indusă cu neutroni termici  $^{235}\text{U}(n,f)$  se obțin în medie 2.43 neutroni prompti, fiecare de energie medie de 1.94 MeV ( $\cong 2$  MeV) și distribuiți energetic ca în figura 6.4. Spectrele energetice similare se pot obține și pentru celelalte procese din tabelul 6.1. De asemenea, folosind relația (6.7) se poate obține spectrul energetic pentru fisiunea indusă a  $^{235}\text{U}$  cu neutroni cu energia incidentă  $T$ . Folosind relații similare cu (6.7) se pot determina și spectrele energetice în fisiunea indusă cu neutroni de energie  $T$  a diferitelor nuclee țintă.

Din cele de până acum rezultă că fragmentele excitate  $(A_1, Z_1)^*$  și  $(A_2, Z_2)^*$  emit în medie numărul  $\bar{\nu}_p$  de neutroni prompti după care energia de excitare a fiecărui fragment devine mai mică decât energia de separare a neutronului în fragmentul respectiv. Procesul de dezexcitare a fragmentelor este continuat de emisia de cuante  $\gamma$  prompte care sunt emise la aproximativ  $10^{-14}$  secunde după sciziune. Emisia de neutroni prompti și de cuante  $\gamma$  prompte are loc conform procesului:



cu:

$$A_1' + A_2' + \bar{\nu}_p = A_1 + A_2 \quad (6.9)$$

Fragmentele  $(A_1', Z_1)$  și  $(A_2', Z_2)$  rezultate după emisia de neutroni prompti și cuante  $\gamma$  prompte de către fragmentele prompte se numesc "produși inițiali de fisiune".

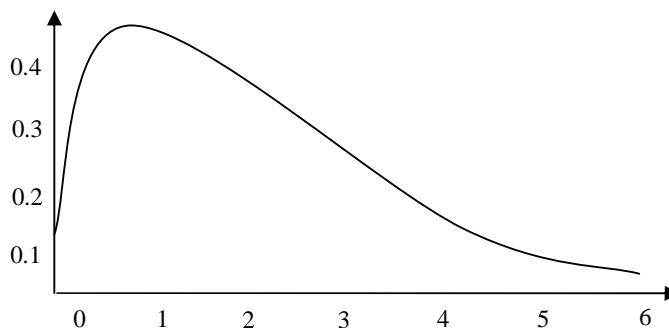


Figura 6.4. Spectrul energetic al neutronilor prompti rezultați în fisiunea indusă cu neutroni termici pentru procesul  $^{235}\text{U}(n,f)$

#### 6.4. Energia cinetică și energia de excitare a fragmentelor de fisiune

După cum s-a mai precizat numărul de neutroni prompti emiși de fragmentele de fisiune exprimă gradul de excitare al fragmentelor. Rezultă de aici importanța stabilirii energiei de excitare  $\mathcal{E}_f^*$  a

fragmentelor datorită căreia are loc emisia de neutroni. Din punct de vedere teoretic aceasta este o problemă delicată care depinde atât de proprietățile nucleului care fisionează și de deformarea fragmentelor obținute la sciziune cât și de dinamica procesului de fisiune. Unele estimări se pot face însă din bilanțul energetic al proceselor descrise de relațiile (6.1), (6.2) și (6.8), (6.9). Conservarea energiei totale pentru procesul de sciziune descris de relația (6.1) va fi:

$$T + m_n c^2 + m(A_T, Z_T) c^2 = m^*(A_2, Z_2) c^2 + T_{f1} + T_{f2} + m^*(A_1, Z_1) \quad (6.10)$$

în care T este energia neutronilor incidenti iar  $T_{f1}$  și  $T_{f2}$  sunt energiile cinetice al fragmentelor obținute la sciziune. Conform definiției generale (5.101) energia eliberată la sciziune  $Q_{sciz}$  este egală cu diferența dintre energiile cinetice finale și energia cinetică inițială:

$$\begin{aligned} Q_{sciz} &= T_{f1} + T_{f2} - T = (m_n + m(A_T, Z_T) - m^*(A_1, Z_1) - m^*(A_2, Z_2)) c^2 = \\ &= (m_n + m(A_T, Z_T) - m(A_1, Z_1) - m(A_2, Z_2)) c^2 - \varepsilon_{f1}^* - \varepsilon_{f2}^* = Q_0 - \varepsilon_f^* \end{aligned} \quad (6.11)$$

În obținerea acestei relații s-a considerat următoarea expresie, adevărată în cazul nerelativist:

$$m^*(A_i, Z_i) c^2 = m(A_i, Z_i) c^2 + \varepsilon_{fi}^* \quad cu \quad i = 1, 2 \quad (6.12)$$

Referitor la energia cinetică  $T_f = T_{f1} + T_{f2}$  a fragmentelor de sciziune facem următoarele precizări: o parte, relativ mică, din energia cinetică totală se obține și înainte de sciziune deoarece în "calea sa spre sciziune" nucleul care fisionează capătă și o energie cinetică care este cu atât mai mare cu cât nucleul care fisionează este mai greu. Marea parte a energiei cinetice a fragmentelor este obținută însă la sciziune, practic instantaneu (la circa  $10^{-20}$  secunde după sciziune) datorită respingerii coulombiene. Până la emisia neutronilor (la circa  $10^{-17}$  secunde după sciziune) fragmentele prompte se depărtează unul de celălalt la o distanță de aproximativ  $10^{-10}$  m, distanță foarte mare la scară nucleară, la care și interacția coulombiană devine nesemnificativă. Deoarece practic întreaga energie cinetică a fragmentelor este obținută până la emisia neutronilor rezultă că energia cinetică a produșilor inițiali de fisiune ( $A_1', Z_1$ ) și ( $A_2', Z_2$ ) (relația 6.8) va fi egală cu a fragmentelor. În consecință energia  $Q_{vny}$  eliberată în procesul descris de relația (6.8) se regăsește în energia cinetică totală  $T_{vpn}$  a neutronilor prompti emiși și în energia  $E_\gamma$  a radiațiilor  $\gamma$  prompte:

$$\begin{aligned} Q_{vny} &= (m^*(A_1, Z_1) + m^*(A_2, Z_2) - m(A_1', Z_1) - m(A_2', Z_2)) c^2 = \\ &= (m(A_1, Z_1) + m(A_2, Z_2) - m(A_1', Z_1) - m(A_2', Z_2) - v_p m_n) c^2 + \varepsilon_f^* = T_{vpn} + E_\gamma \end{aligned} \quad (6.13)$$

Din această relație rezultă pentru energia de excitare  $\varepsilon_f^*$  a fragmentelor următoarea expresie:

$$\varepsilon_f^* = v_p \overline{S}_n(v_p) + T_{vpn} + E_\gamma = v_p \overline{S}_n(v_p) + Q v \gamma \quad (6.14)$$

în care mărimea  $\overline{S}_n(v_p)$  este definită de relația:

$$\overline{S}_n(v_p) = \frac{1}{v_p} (m(A_1', Z_1) + m(A_2', Z_2) + v_p m_n - m(A_1, Z_1) - m(A_2, Z_2)) c^2 \quad (6.15)$$

are semnificația de energie medie de separare a neutronilor din fragmentele ce emit cei  $v_p$  neutroni. Într-adevăr dacă admitem că fiecare fragment prompt emite câte un neutron prompt relația (6.8) devine:

$$(A_1, Z_1)^2 + (A_2, Z_2)^* \rightarrow (A_1 - 1, Z_1) + (A_2 - 1, Z_2) + 2n + \gamma \quad cu \quad \begin{cases} A_1 - 1 = A_1' \\ A_2 - 1 = A_2' \end{cases} \quad (6.16)$$

iar  $\overline{S}_n(v_p)$  din (6.15) va avea expresia:

$$\begin{aligned} \overline{S}_n(v_p) &= \frac{1}{2} (m(A_1 - 1, Z_1) + m_n + m(A_2 - 1, Z_2) + m_n - m(A_1, Z_1) - m(A_2, Z_2)) c \\ &= \frac{1}{2} (S_n(A_1, Z_1) + S_n(A_2, Z_2)) \end{aligned} \quad (6.17)$$

În această relație  $S_n(A_1, Z_1)$  și  $S_n(A_2, Z_2)$  reprezintă, în acord cu relația (1.22), energia de separare a neutronilor din fragmentele ( $A_1, Z_1$ ) și respectiv ( $A_2, Z_2$ ). Această relație justifică semnificația mărimii  $\overline{S}_n(v_p)$  din (6.15).



Din relația (6.11) ca și din diagrama energetică din figura 6.5 rezultă că cu cât energia de excitare a fragmentelor este mai mare pentru o anumită fragmentare, cu atât ele vor emite mai mulți neutroni dar vor avea o energie cinetică mai mică deoarece  $Q_{sciz}$  este practic egală cu energia cinetică a fragmentelor pentru fisiunea indusă cu neutroni termici ( $T \neq 0$ ) și:

$$Q_0 = Q_{sciz} + \varepsilon_f^* = T_{f1} + T_{f2} + \varepsilon_f^* = T_f + \varepsilon_f^* \quad (6.18)$$

În acest sens să observăm că o analiză atentă a figurii 6.3 arată o variație puternică a numărului mediu de neutroni prompti în funcție de numărul de masă al fragmentului ce-i emite. Numărul de neutroni emiși este minim ori de câte ori numărul de protoni și/sau de neutroni este egal cu unul din numerele magice. În particular fragmentul dublu magic cu  $A = 132$  ( $N_2 = 82$  și  $Z_2 = 50$ ) emite cel mai mic număr de neutroni prompti. Rezultă de aici că acest fragment va avea și energia cinetică  $T_{f2}$  maximă. Energia cinetică a perechilor de fragmente rezultate la sciziune, obținută din măsurători, este dată în figura 6.7a în care este dată valoarea  $Q_0$  pentru diferitele fragmentări posibile; se constată, după cum era de așteptat valorile mai mari pentru  $Q_0$  în cazul în care fragmentele prompte sunt par-pare față de cazul fragmentelor impar-impare. Fragmentele obținute la sciziune sunt nuclee neutroexcedentare și ca atare au o energie de separare mai mică decât a nucleelor  $\beta$  stabile cu același număr de masă.

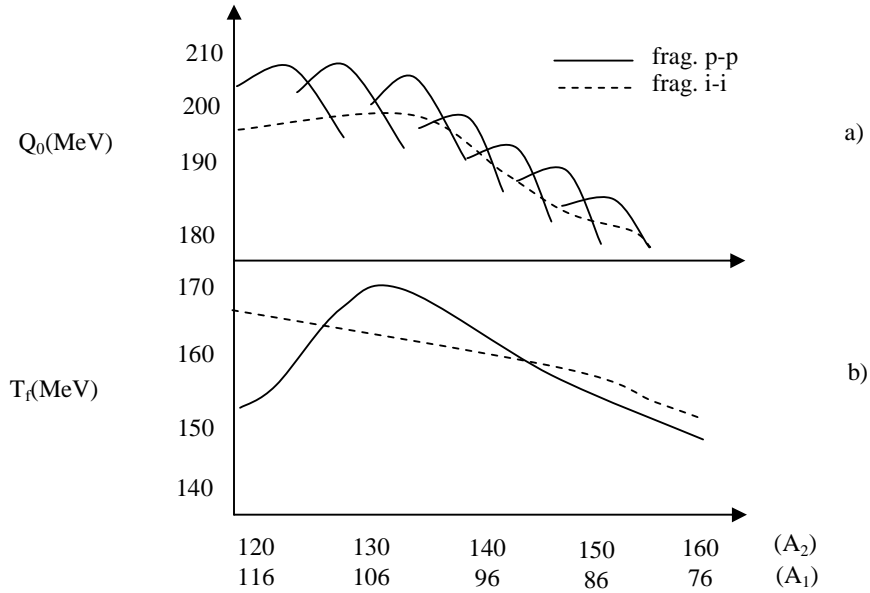


Figura 6.7

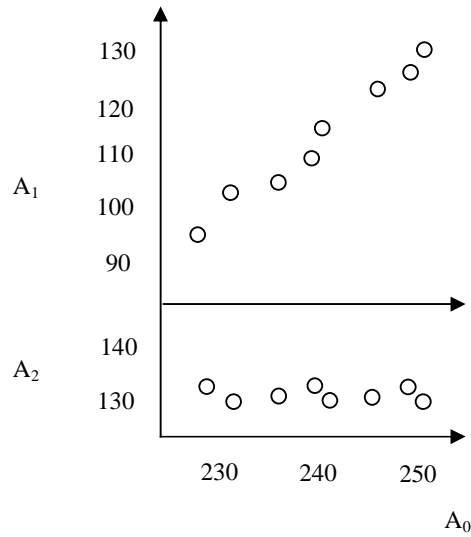


Figura 6.8



Din figura 6.7 rezultă că perechea de fragmente  $A_1 = 104$  și  $A_2 = 132$  are energie cinetică maximă și energie de excitare minimă. În schimb fragmentele simetrice  $A_1 \cong A_2$  ca și cele puternic asimetrice ( $A_1 = 86$ ,  $A_2 = 150$ ) corespund unor energii de excitare maxime și de energie cinetică minimă.

Rezultatul din figura 6.7 este tipic pentru fisiunea cu neutroni termici a tuturor nucleelor actinide. De fapt în figura 6.8 sunt prezentate numerele de masă  $A_1$  și  $A_2$  ale perechilor de fragmente pentru care se obține maximul energiei cinetice în funcție de numărul de masă  $A_0$  al nucleului care fisiunează. Este evident din figura 6.8 că energia cinetică maximă se obține ori de câte ori fragmentul greu are număr de masă egal cu 132. Figurile 6.7 și 6.8 reflectă, fără îndoială, importanța efectelor de pături în procesul de fisiune.

Mediind energia cinetică  $T_f$  și energia de excitare  $\varepsilon_f^* = Q_0 - T_f$  din figura 6.7 pe toate fragmentele posibile, se obține energia cinetică medie  $\overline{T_f} = (168.3 \pm 1.7) \text{ MeV}$  și energia de excitare medie  $\varepsilon_f^* = 25 \text{ MeV}$  pentru fisiunea indusă de neutroni termici a  $^{235}\text{U}$ .

Procedând în mod similar și pentru fisiunea indusă cu neutroni a altor nuclee se obține dependența din figura 6.9 a energiei  $\varepsilon_f^*$  și numărul  $Z_0$  al nucleului care fisiunează.

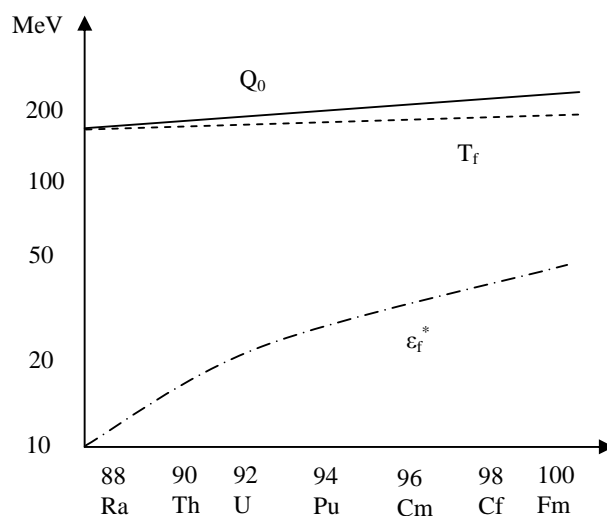


Figura 6.9

Dincolo de importanța acestor rezultate pentru "dinamica procesului de fisiune", în figura 6.9 se constată că nucleele ca Ra și mai ușoare nu pot fi folosite pentru obținerea de energie nucleară deoarece fragmentele obținute la fisiunea lor indusă nu au energie de excitare și ca atare nu emit neutroni.<sup>\*)</sup>

### 6.5. Distribuția în funcție de masă a produșilor de fisiune

Se numesc produși inițiali de fisiune nucleele rezultate după emisia neutronilor prompti și a radiațiilor  $\gamma$  prompte. Produșii de fisiune sunt în continuare nuclee neutronoexcedentare aflate în stare fundamentală și ca atare sunt nuclee  $\beta^-$  radioactive care, prin dezintegrări succesive  $\beta^-$  tind spre curba de stabilitate  $\beta$ , după care, de regulă, sunt detectate. Se obține astfel distribuția de masă a produșilor finali de fisiune. Deoarece procesele  $\beta^-$  nu schimbă numărul de masă ci numai apartenența produsului de fisiune la un alt element chimic (se modifică deci componenta atomică a produșilor de fisiune) rezultă că distribuția de masă a produșilor finali de fisiune „nuclee  $\beta^-$  stabile este aceeași cu a produșilor inițiali de fisiune. Cunoscând distribuția de masă a produșilor de fisiune (pentru distribuția de sarcină aceste specificări sunt necesare deoarece sarcina produșilor finali diferă de cea a produșilor inițiali) și numărul de neutroni emiși pe act de fisiune (figura 6.3) se poate reproduce distribuția de masă a fragmentelor prompte de fisiune.

<sup>\*)</sup> Pentru a completa cele discutate mai sus Anexa 3 dă o descriere amănunțită cu privire la experimentele care au condus la cele expuse mai sus.

Pentru fisiunea indusă cu neutroni termici a  $^{235}\text{U}$  distribuția de masă a fragmentelor de fisiune și a produșilor de fisiune este arătată în figura 6.10.

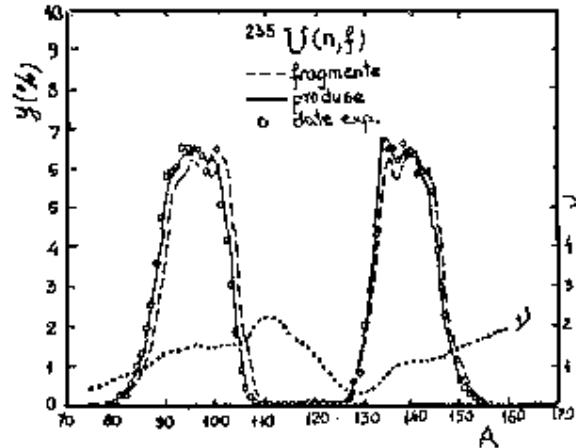


Figura 6.10. Distribuția de masă a fragmentelor de fisiune și a produșilor de fisiune pentru fisiunea indusă cu neutroni termici a  $^{235}\text{U}$

În figură este dat și numărul mediu de neutroni prompti emiși de fragmentele de fisiune în funcție de numărul lor de masă. În figura 6.11 este reprodusă, în scară logaritmică, distribuția de masă a produșilor de fisiune rezultați din fisiunea indusă cu neutroni termici a nucleelor  $^{233,235}\text{U}$  și  $^{239}\text{Pu}$ . În distribuția de masă condiția de normare se ia astfel încât suma ponderii tuturor produșilor ușori ca și a produșilor grei să fie 100%; cu alte cuvinte suma tuturor produșilor grei și ușori la un act de fisiune, în procente este de 200%.

Din această figură se constată că fisiunea asimetrică este net favorizată față de fisiunea simetrică. De exemplu fisiunea asimetrică a  $^{235}\text{U}$  în produsul ușor  $A_u = 95$  și produsul greu  $A_g = 139$  are o probabilitate de circa 6.2% pe când fisiunea simetrică corespunde probabilității de  $\approx 10^{-2}\%$ , adică este de aproximativ 600 de ori mai puțin probabilă decât fisiunea asimetrică.

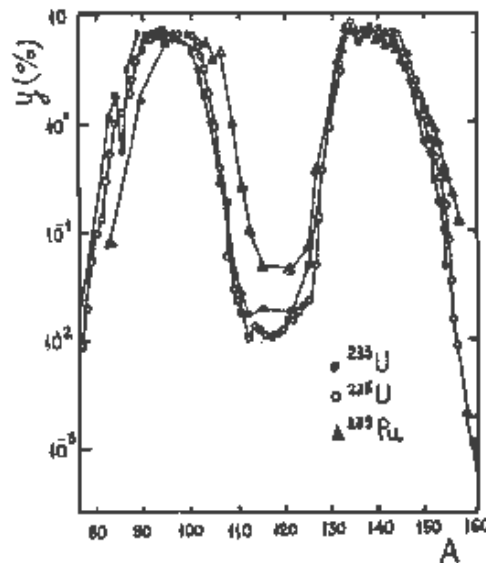


Figura 6.11

Din figura 6.11 rezultă și faptul că pe măsură ce numărul de masă  $A_0$  al nucleului ce fisiunează crește, masa medie a produșilor grei rămâne practic constantă și egală cu  $(139 \pm 1)$ , în timp ce masa medie a produșilor ușori variază practic liniar cu  $A_0$ . Această regularitate este ilustrată convingător în figura 6.12. Este de presupus că masa relativ stabilă a produșilor grei este cauzată de numerele magice  $Z = 50$  și  $N = 82$  care formează "osatura dublumagică", foarte stabilă, a fragmentelor grele după cum se poate constata din figura 6.2.b.

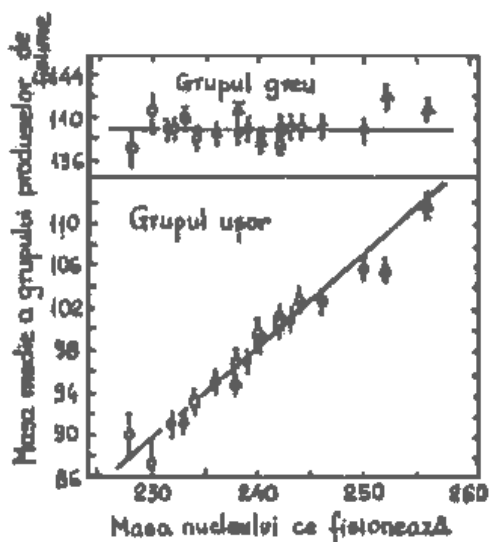


Figura 6.12.

Rezultă deci că procesul de fisiune favorizează formarea de fragmente și deci de produși de fisiune cât mai stabili. De fapt acest lucru reiese și din "structura fină" a distribuției de masă din figura 6.11 care arată că fisiunea în produși par-pari este favorizată în comparație cu fisiunea în produși impar-impari. Aceste constatări reflectă din nou efectul de pături în procesul de fisiune. Tocmai datorită acestor efecte fisiunea asimetrică este favorizată la toți izotopii nucleelor cu  $90 \leq Z_0 \leq 100$  pentru fisiunea indusă cu neutroni (sau cu particule) de energie relativ mică. Facem însă precizarea că odată cu creșterea energiei cinetice a neutronilor proiectil și deci a energiei de excitare a nucleului compus format prin absorbția neutronului, fisiunea asimetrică devine tot mai probabilă după cum se constată din figura 6.13 pentru fisiunea indusă cu neutroni termici și cu neutroni de 14 MeV a  $^{235}\text{U}$ . La energii incidente mai mari distribuția de masă se simetrizează total.

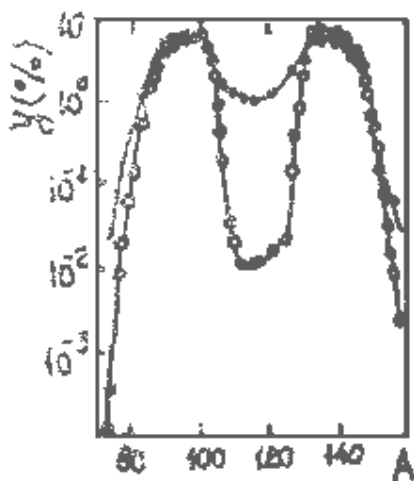


Figura 6.13. Distribuția de masă a produșilor de fisiune rezultați în fisiunea indusă a  $^{235}\text{U}$  cu neutroni termici (○) și cu neutroni de 14 MeV.

Precizăm faptul că "simetrizarea" fisiunii se realizează la energii cinetice incidente ale neutronului (sau a altui proiectil incident) din ce în ce mai mici pe măsură ce nucleul care fisiunează ( $A_0, Z_0$ ) este mai greu. Astfel, distribuția de masă a fragmentelor prompt rezultate în fisiunea spontană a izotopului  $^{257}\text{Fm}$  este "slab asimetrică" și devine deja simetrică în fisiunea indusă cu neutroni termici. (figura 6.14).

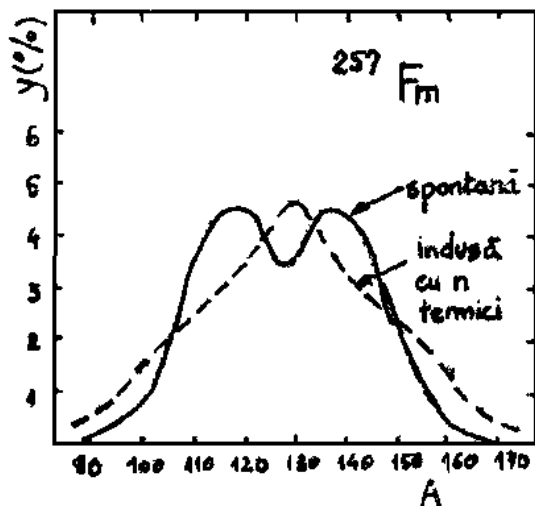


Figura 6.14.

Din exemplele și discuția de mai sus se poate trage concluzia că "efectele de pături" devin din ce în ce mai puțin importante pe măsură ce crește energia cinetică a proiectilului și deci și energia de excitare a NC ce fisionează.

Este interesant de menționat tendința de "simetrizare" a fisiunii și în cazul nucleelor  $84 \leq Z_0 \leq 90$ , după cum se constată din figura 6.15 pentru procesul de fisiune al  $^{226}\text{Ra}$  indusă cu deuteroni.

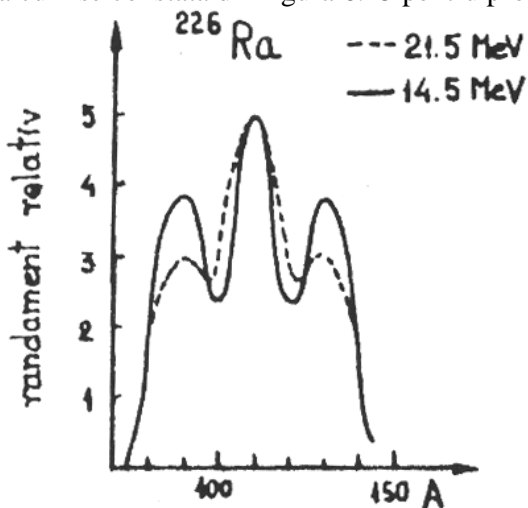


Figura 6.15.

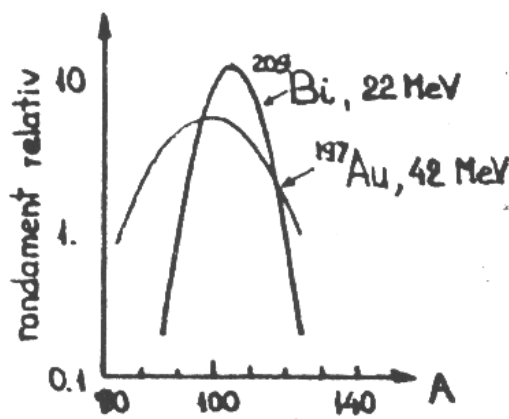
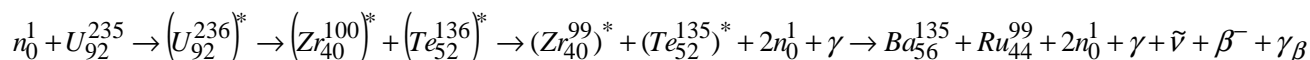


Figura 6.16.

Mai întâi să remarcăm că pentru nucleele cu  $84 \leq Z_0 \leq 90$ , distribuția de masă a produșilor de fisiune este atât simetrică cât și asimetrică. Fisiunea simetrică devine dominantă pe măsură ce crește energia proiectilului și deci energia de excitare a NC, egală cu 14.5 MeV și respectiv 21.5 MeV în figura 6.15.

Se pune întrebarea cum se explică fisiunea atât de simetrică cât și asimetrică a nucleelor  $84 \leq Z_0 \leq 90$ . Oare efectele de pături sunt atât de puțin importante pentru aceste nuclee, cu atât mai mult cu cât distribuția de masă a nucleelor  $Z_0 \leq 80$ , după cum rezultă din datele experimentale, este asimetrică și arată ca în figura 6.16.

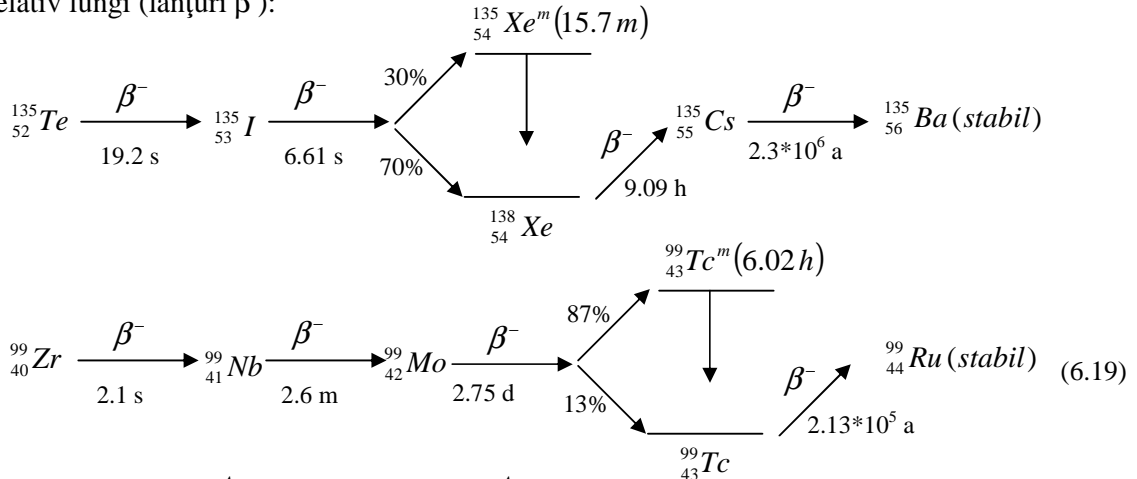
Sunt întrebări care au generat diferite ipoteze privind dinamica procesului de fisiune. Unele din aceste ipoteze vor fi analizate în cele ce urmează. Să considerăm de exemplu fisiunea:



Transformările telurului și zirconului vor fi analizate în continuare sub aspectul dezintegrării  $\beta$ .

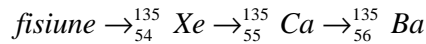
## 6.6. Radioactivitatea $\beta^-$ a produşilor de fisiune. Neutronii întârziţi şi radioactivitatea

După cum s-a mai precizat, produşii iniţiali de fisiune sunt nuclee netronoexcedentare. Prin dezintegrări  $\beta^-$  succesive aceştia se transformă în alte nuclee până se obţin produşii finali care sunt nuclee  $\beta^-$  stabile. Numărul de izotopi rezultaţi în aceste dezintegrări este, fireşte, mai mare decât numărul izotopilor iniţiali. Astfel, din studiul fisiunii  $^{235}\text{U}$  cu neutroni termici au rezultat aproximativ 90 de produşi iniţiali de fisiune, cu un număr cuprins între 72 şi 161 şi aproximativ 300 de produşi finali (ca urmare a dezintegrărilor  $\beta^-$  ale produşilor iniţiali). Rezultă de aici că în medie, prin  $3 \div 4$  dezintegrări  $\beta^-$  succesive se ajunge la un nucleu  $\beta^-$  stabil. Acest număr este în medie de 3.2 în cazul fisiunii  $^{235}\text{U}$  şi 4.2 pentru  $^{239}\text{Pu}$ . Aceste valori medii stabilesc de fapt "localizarea" fragmentelor de fisiune faţă de valoarea numărului  $Z$  corespunzător liniei de stabilitate  $\beta$ . Dăm în continuare două exemple de transformări  $\beta^-$  succesive relativ lungi (lanţuri  $\beta^-$ ):



În toate aceste relaţii  $^A_Z X^m$  arată că nucleul  $^A_Z X$  se obţine (cu probabilitatea indicată pe săgeată) în stări izomere de unde şi prin emisie  $\gamma$  se dezexcită pe starea fundamentală (a se vedea figura 6.18.b)

Remarcăm faptul că prin dezintegrarea  $^{135}\text{Te}$  se obţine şi produsul de fisiune  $^{135}\text{Xe}$  care, după cum s-a precizat în paragraful Cap 5, are o secţiune de captură radiativă ( $n, \gamma$ ) enormă.  $^{135}\text{Te}$  conform figurii 6.11 are un randament mare de producere la un act de fisiune ( $\eta = 6.3\%$ ). În plus  $^{135}\text{Xe}$  se poate obţine direct în procesul de fisiune al  $^{235}\text{U}$  cu neutroni termici cu un randament de circa 0.3%:



În consecinţă  $^{135}\text{Xe}$  se produce cu un randament mare de 6.6%. Având în vedere secţiunea lui mare de absorbţie şi perioadele de înjumătăţire de formare (6.6 h) şi de dezintegrare (9.09 h) de ordinul orelor,  $^{135}\text{Xe}$  afectează bilanţul neutronilor. Se spune că are loc o "contaminare" sau "otrăvire" a reactorului (a coeficientului de criticitate). Otrăvirea reactorului provine şi de la alţi produşi de fisiune cu secţiune mare de absorbţie. Aproximativ 10% din absorbţia de neutroni într-un reactor termic de putere medie se datorează produşilor de fisiune. Acest procent creşte în reactorii de putere mare deoarece gradul de otrăvire creşte cu fluxul de neutroni. Cu alte cuvinte produşii de fisiune influenţează cinetica reactorului pe intervale mai scurte sau mai lungi de timp; de exemplu  $^{135}\text{Xe}$  afectează reactorul pe un timp de ordinul orelor şi zecilor de ore. Pentru "compensarea" otrăvirii, reactorul trebuie să aibă un exces de criticitate.

Aceste exemple ilustrează faptul că prin dezintegrările  $\beta^-$  sarcina electrică a produsului iniţial se modifică cu  $3 \div 4$  unităţi. Cunoscând acest lucru şi faptul că în fisiunea binară se formează două fragmente, se poate evalua numărul mediu de electroni şi antineutrini emişi la un act de fisiune. Se constată că acest număr este de aproximativ 6 (reactorul nuclear este şi o sursă de antineutrini). Energia degajată în dezintegrările  $\beta^-$  se distribuie statistic, practic între electroni şi antineutrini, în medie pe act de fisiune electronilor revenindu-le 8 MeV şi antineutrinilor circa 12 MeV.

În dezintegrările  $\beta^-$  adesea se populează şi stări excitate ale nucleului fiind rezultat  $(Z, N)$  - figura 6.17. Dacă aceste stări au o energie de excitare  $\varepsilon^*$  mai mică decât energie de separare a neutronului, ele se vor dezexcita  $\gamma$ . Fireşte condiţia necesară dar nu şi suficientă pentru această situaţie este:

$$Q_\beta > S_n \quad (6.20)$$

Desigur această condiție poate fi îndeplinită și totuși prin dezintegrări  $\beta^-$  să se populeze stări excitate cu  $\varepsilon^* < S_n$ . Pentru ca să se excite stări cu  $\varepsilon^* < S_n$  pe lângă (6.20) este necesară și satisfacerea următoarelor condiții:

- Tranzițiile între stările de energie mică de excitație (inclusiv pe starea fundamentală) să fie puțin probabile, adică să fie tranziții  $\beta^-$  interzise în diferite ordine;
- Energia de separare a neutronilor în nucleul fiică  $(Z, N)$  în figura 6.17 să fie cât mai mică. Cu cât un nucleu are un excedent mai mare de neutroni față de nucleele cu același  $Z$  dar  $\beta^-$ -stabile cu atât este mai mică energia de separare a neutronului. Această situație apare în cazul produșilor de fisiune care sunt nuclee neutroexcedentare. Dacă în plus, printre nucleele neutroexcedentare sunt și nuclee cu un (sau câțiva) neutron mai mult decât numerele magice 50 sau 82, atunci energia de separare  $S_n$  în aceste nuclee este destul de mică.

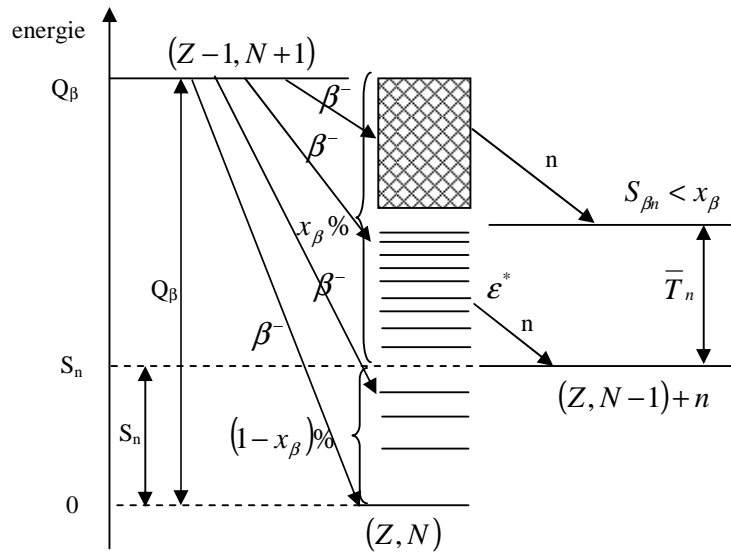


Figura 6.17

Dacă condiția (6.20) ca și condițiile a) și b) sunt îndeplinite atunci popularea stărilor cu  $\varepsilon^* < S_n$  este probabilă și ca atare aceste stări se vor dezintegra prin emisie de neutroni în competiție cu dezexcitarea  $\gamma$ . Emisia de neutroni din aceste stări se face practic instantaneu ( $\cong 10^{-17}$  secunde) însă formarea stărilor excitate este condiționată de timpul de înjumătățire  $T_{1/2}$  al nucleului părinte notat  $(Z-1, N+1)$  în figura 6.17. Deoarece procesele  $\beta^-$  sunt procese relativ lente, rezultă că  $T_{1/2}$  poate fi foarte mare la scară nucleară, chiar de ordinul secundelor sau mai mult. În consecință timpul de emisie al neutronilor este determinat de timpul de formare al stării excitate  $\varepsilon^*$  (cu  $\varepsilon^* > S_n$ ) care la rândul său este dat de timpul de înjumătățire al tranziției  $\beta^-$  precursoră care a populat starea excitată; din acest motiv neutronii astfel emiși se numesc "neutroni întârziați". Este vorba de o "radioactivitate neutronică întârziată" în terminologia folosită în prezent.

. Din motive similare radiațiile  $\gamma$  emise din stările de energie de excitație  $\varepsilon^* < S_n$  se numesc, la rândul lor, radiații  $\gamma$  întârziate.

Facem observația că dacă prin  $X_\beta$  (%) înțelegem factorul total de ramificare pentru toate tranzițiile  $\beta^-$  care duc la popularea stărilor cu  $\varepsilon^* > S_n$ , probabilitatea relativă de emisie a neutronilor  $S_{\beta n}$  va fi mai mică cu  $X_\beta$  (%) deoarece dezexcitarea stărilor peste energia de separare a neutronului se poate face și prin emisie de cuante  $\gamma$ . Neutronii emiși au o energie cinetică medie definită de relația:

$$\bar{T}_n = \sum_i s_i (\varepsilon_i^* - S_n) \quad (6.21)$$

în care  $(\varepsilon_i^* - S_n)$  este energia cinetică a neutronilor emiși din starea  $\varepsilon_i^*$  iar  $s_i$  este factorul de schemă al stării "i" excitate. În relația (6.21) s-a neglijat energia cinetică de recul a nucleului fiică.

Stările în care  $\varepsilon^* > S_n$  se vor dezexcita numai prin emisia de radiații  $\gamma$  întârziate. Se neglijează competiția cu conversia internă. Toate mărimile de mai sus sunt ilustrate în figura 6.17.

În dezintegrările succesive  $\beta^-$  ale produșilor de fisiune se constată că se obțin atât radiații  $\gamma$  întârziate (care realizează o energie totală de aproximativ 6 MeV) cât și neutroni întârziați cu diferite energii cinetice medii, ceea ce confirmă faptul că situațiile sunt de tipul celor din figura 6.17.

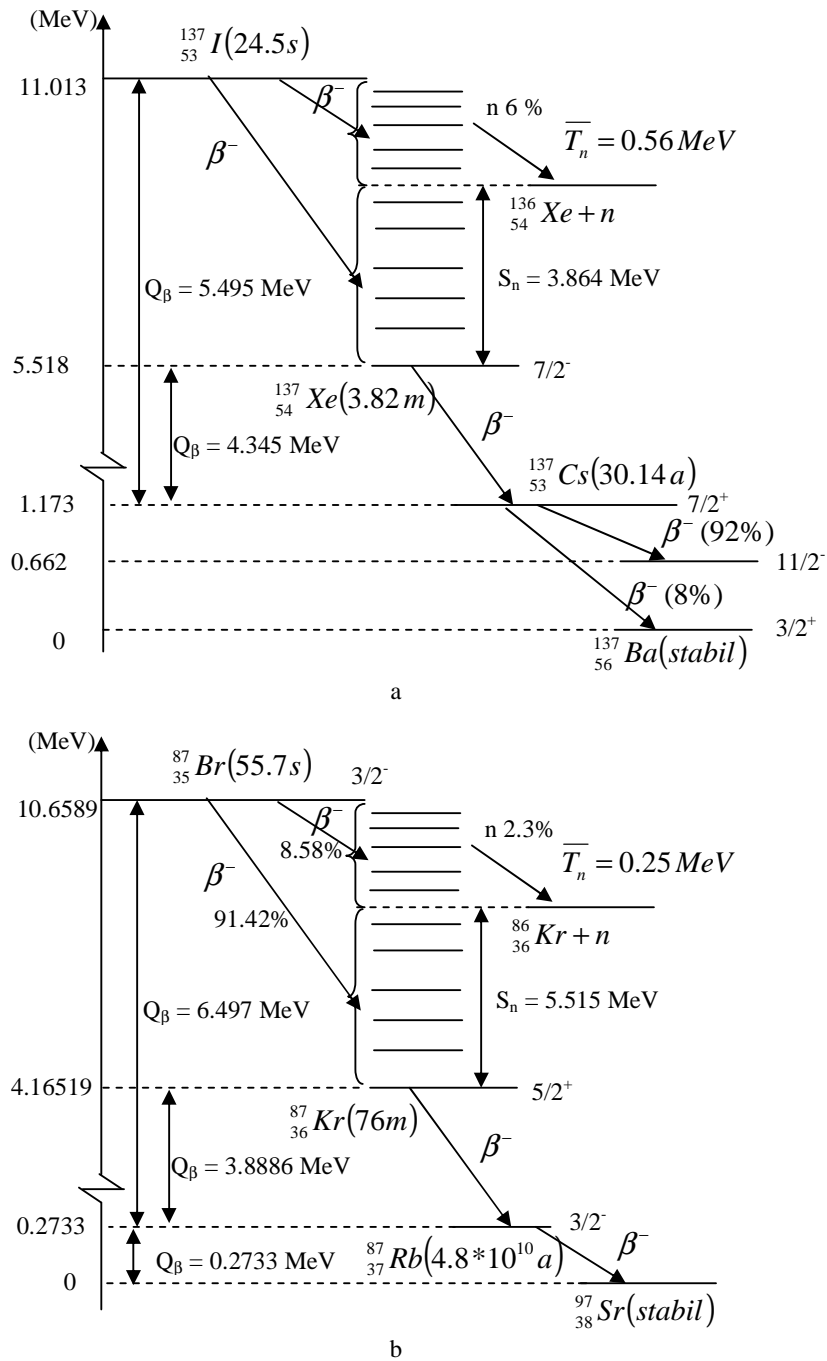


Figura 6.18

Două exemple tipice de lanțuri  $\beta^-$  care provin din fisiunea cu neutroni termici a  $^{235}\text{U}$  în care are loc emisia de neutroni întârziați, sunt prezentate în fig. 6.18, în acord cu fig. 6.17.

Din figura 6.18.a se constată că în 8.58% din cazuri dezintegrările se fac pe stările excitate ale  $^{87}\text{Kr}$  cu  $\epsilon^* > S_n = 5,515\text{ MeV}$  (observăm că Kr-87 are 51 de neutroni, adică un neutron mai mult decât numărul magic 50) care la rândul lor în aproximativ 27% din cazuri se dezintegrează prin emisie de neutroni (pentru care rezultă factorul de schemă  $s_{\beta n} = 2.3\%$ ) cu energia medie de 0.25 MeV și  $T_{1/2} = 55.7\text{s}$  (după alte măsurători această energie este de 0.3 MeV).

În cazul din figura 6.18b ( $^{137}\text{Xe}$  are un neutron extrapătură neutronică formată din 82 de neutroni) se obțin neutroni cu energia medie de aproximativ 0.56 MeV ( $T_{1/2} = 24.5$  s) și  $s_{\beta n} = 6\%$ . Spectrul energetic al neutronilor emiși de  $^{137}\text{Xe}$ , măsurat cu rezoluție energetică bună este prezentat în figura 6.19 (spectrul furnizează informații asupra energiei stărilor situate deasupra energiei de separare a neutronului la izotopul  $^{137}\text{Xe}$ ).

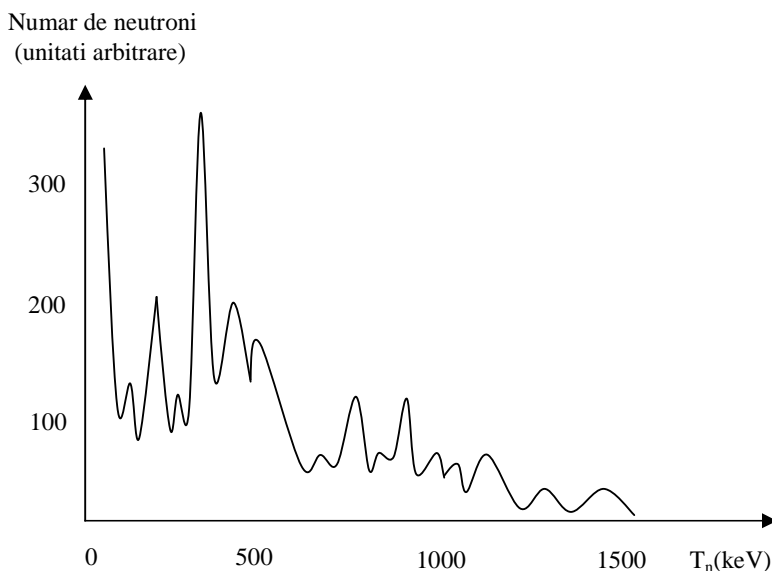


Figura 6.19.

Așadar în aceste două lanțuri se obțin neutroni întârziați cu energii cinetice precizate și timpi de înjumătățire măsurabili experimental. Ponderea lor pe act de fisiune se determină din produsul dintre randamentul de obținere al nucleului  $\beta^-$  precursor  $y(\%)$  (care se poate aproxima din figura 6.11) și factorul de schemă  $s_{\beta n}$ .

Având în vedere că randamentul de producere al  $^{87}\text{Br}$  este 2.53% și  $s_{\beta n} = 2.3\%$  rezultă că la un act de fisiune izotopul  $^{87}\text{Kr}$  va emite aproximativ 0.0006 neutroni cu energia medie de 0.25 MeV și cu timpul de înjumătățire de aproximativ 56 secunde. În mod similar, dat fiind faptul că  $y = 6.18\%$  pentru producerea  $^{137}\text{Xe}$  va emite 0.0037 neutroni pe act de fisiune, de energie medie 0.56 MeV și cu  $T_{1/2} = 25$  s. Ținând cont și de celelalte situații în care se emit neutroni întârziați, se obțin, pentru fisiunea cu neutroni termici a  $^{235}\text{U}$ , datele din tabelul 6.2, din care rezultă că vor fi emiși în medie  $\bar{\nu}_p = 0.0161$  neutroni întârziați cu timpul mediu de viață de aproximativ  $\bar{\tau}_\beta \cong 13$  secunde.

Ținând seama de tabelul 6.1 rezultă că în total în cazul  $^{235}\text{U} + n$  se emit  $2.4461 \cong 3.5$  neutroni din care ponderea celor întârziați este de 0.66% după cum se constată din tabelul 6.3 în care sunt date aceste mărimi și pentru fisiunea cu neutroni termici a nucleelor  $^{233}\text{U}$  și  $^{239}\text{Pu}$ .

Deși ponderea neutronilor întârziați este mică aceștia au un rol important în controlul reacției în lanț în reactorii nucleari de fisiune. Remarcăm faptul că ponderea neutronilor întârziați în cazul  $^{239}\text{Pu}$  este de numai 0.21% ceea ce implică condiții mai dificile pentru controlul reactorilor de fisiune ce folosesc acest combustibil.

Tabelul 6.2

| Grupul | $T_{1/2}$ (s) | $\nu_{\beta i}$ | $T_{ni}$ |
|--------|---------------|-----------------|----------|
| 1      | 54 - 56       | 0.0006          | 0.25     |
| 2      | 24 - 25       | 0.0037          | 0.56     |
| 3      | 5 - 6         | 0.0031          | 0.43     |
| 4      | 1.9 - 2.3     | 0.0062          | 62       |
| 5      | 0.5 - 0.6     | 0.0018          | 0.42     |
| 6      | 0.17 - 0.27   | 0.0007          | -        |
| Total  |               | 0.0161          |          |



**Tabelul 6.3**

| Nucleul           | $\bar{v}_p$ | $\bar{v}_\beta$ | $\bar{v} = \bar{v}_p + \bar{v}_\beta$ | $\bar{v}_\beta / \bar{v}$ | $\bar{\tau}_\beta$ |
|-------------------|-------------|-----------------|---------------------------------------|---------------------------|--------------------|
| $^{233}\text{U}$  | 2.49        | 0.066           | 2.4966                                | 0.0026                    | 18.4               |
| $^{235}\text{Pu}$ | 2.43        | 0.0161          | 2.4461                                | 0.0066                    | 13                 |
| $^{239}\text{Pu}$ | 2.87        | 0.0061          | 2.8761                                | 0.0021                    | 15.4               |

Din discuția de până acum a rezultat că, pe lângă electroni și antineutrini, se emit "întârziat" și radiații  $\gamma$  (care însoțesc dezintegrările  $\beta^-$ ). Timpii de înjumătățire ai diferiților produși de fisiune diferă enorm după cum se constată din relația (6.19) și din figura 6.18. De aceea eliberarea energiei radiațiilor  $\gamma$  ( $\cong 6$  MeV) și a electronilor ( $\cong 8$  MeV) (energia antineutrinilor de cca. 12 MeV nu se transformă în energie utilă –căldură, deoarece antineutrinii părăsesc practic fără interacție reactorul) se realizează "în timp" după legi complicate care, în bună aproximație, pot fi exprimate prin următoarele formule empirice:

$$\begin{aligned}
 T_\beta(t) &= 1.26t^{-1.2} \left[ \frac{\text{MeV}}{\text{s}} \right] \\
 T_\gamma(t) &= 140t^{-1.2} \left[ \frac{\text{MeV}}{\text{s}} \right]
 \end{aligned}
 \tag{6.22}$$

în care  $T_\beta(t)$  și  $T_\gamma(t)$  reprezintă energia datorată radiațiilor  $\beta^-$  și respectiv  $\gamma$ , eliberată pe act de fisiune într-o secundă după  $t$  secunde de la formarea produșilor de fisiune și pentru perioade de dezintegrare cuprinse între 10 a și  $10^7$ s.

Așadar eliberarea energiei în dezintegrările  $\beta^-$  și  $\gamma$  a produșilor de fisiune, care se transformă în căldură, se realizează în timp. În cazul unui reactor nuclear de fisiune, această energie conduce la existența unei puteri remanente a reactorului după oprirea acestuia. Ca urmare barele de combustibil iradiat sunt "fierbinți" atât la propriu cât și la figurat datorită radioactivității lor ridicate. Puterea degajată de producția de fisiune depinde de durata funcționării reactorului și de timpul scurs de la oprirea acestuia. În consecință producția de fisiune produc efecte de care trebuie ținut seama în timpul funcționării reactorilor atât prin micșorarea reactivității cât și prin puterea remanentă.

În figura 6.17 este reprezentată calitativ schema energetică de emisie a neutrinilor întârziati; este vorba de radioactivitatea neutronică întârziată în terminologia adoptată în paragraful 4.1. În mod similar poate avea loc emisia de protoni (figura 6.20) dacă prin dezintegrări  $\beta^+$  sau CE ale nucleului  $(Z+1, N-1)$  se populează stări în nucleul  $(Z, N)$  cu energii de excitare  $\varepsilon^*$  mai mari ca energia de separare a protonului în nucleul  $(Z, N)$ . Facem remarca că emisia protonului din nucleul  $(Z, N)$  este condiționată de bariera coulombiană  $B_{\text{coul}}$ .

Dacă  $\varepsilon^* - S_n < B_{\text{coul}}$  emisia protonilor se face prin efect tunel și procesul poate fi puternic concurat de dezexcitarea  $\gamma$ .

Emisia protonilor se face cu mare probabilitate și practic cu timpul  $T_{1/2}$  al nucleului  $(Z+1, N-1)$  numai dacă  $\varepsilon^* - S_n < B_{\text{coul}}$ . Desigur emisia de protoni este favorizată în cazul nucleelor protonoexcedentare (sau neutronodeficitare) în care după cum s-a mai precizat în subparagraful "Reacții nucleare" se obțin relațiile cu ioni grei sub formă de NC.

În prezent se cunosc peste 25 de nuclee emițătoare de "protoni întârziati" cu  $T_{1/2}$  cuprins între 0.0089 s la  $^{13}\text{O}$  și 65 s pentru  $^{117}\text{Xe}$ .

Facem precizarea că dacă emisia protonilor se face din nuclee  $(Z, N)$  ușoare, a căror densitate de stări este mică, energiile protonilor emiși vor fi discrete și egale cu  $(\varepsilon_i^* - S_n)$  în care  $\varepsilon_i^*$  ( $i = 1, 2, \dots$ ) reprezintă energiile de excitare, discrete, ale stărilor excitate cu  $\varepsilon^* > S_n$ .

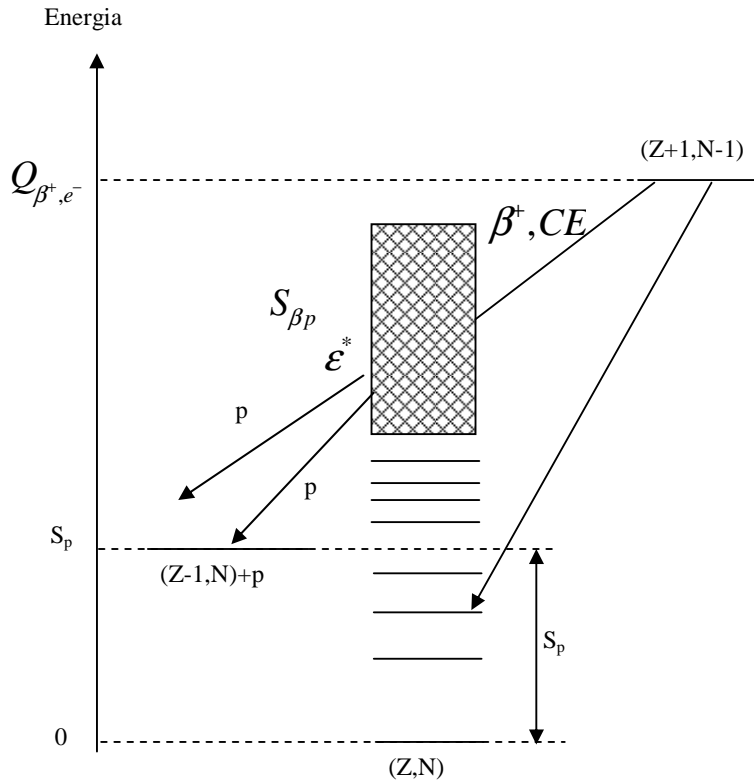


Figura 6.20

În cazul nucleelor  $(Z, N)$  grele, stările cu  $\epsilon^* > S_n$  formează un "continuu" și ca atare spectrul protonilor va fi continuu. Aceste aspecte sunt ilustrate în figura 6.21 pentru emisia de protoni din  $^{13}\text{O}$  și respectiv  $^{115}\text{Xe}$ .

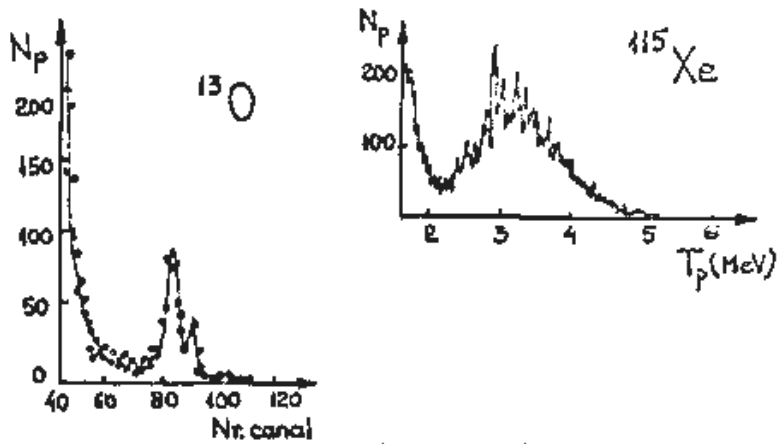


Figura 6.21.

Așadar din studiul spectrului energetic al protonilor întârziți (ca și al neutronilor) se pot obține informații spectroscopice privind energia de separare a protonilor (neutronilor).

### 6.7. Bilanțul energetic final al procesului de fisiune

Sintetizând rezultatele prezentate în subparagraful precedent rezultă că fisiunea indusă cu neutroni se desfășoară conform schemei din 6.22:

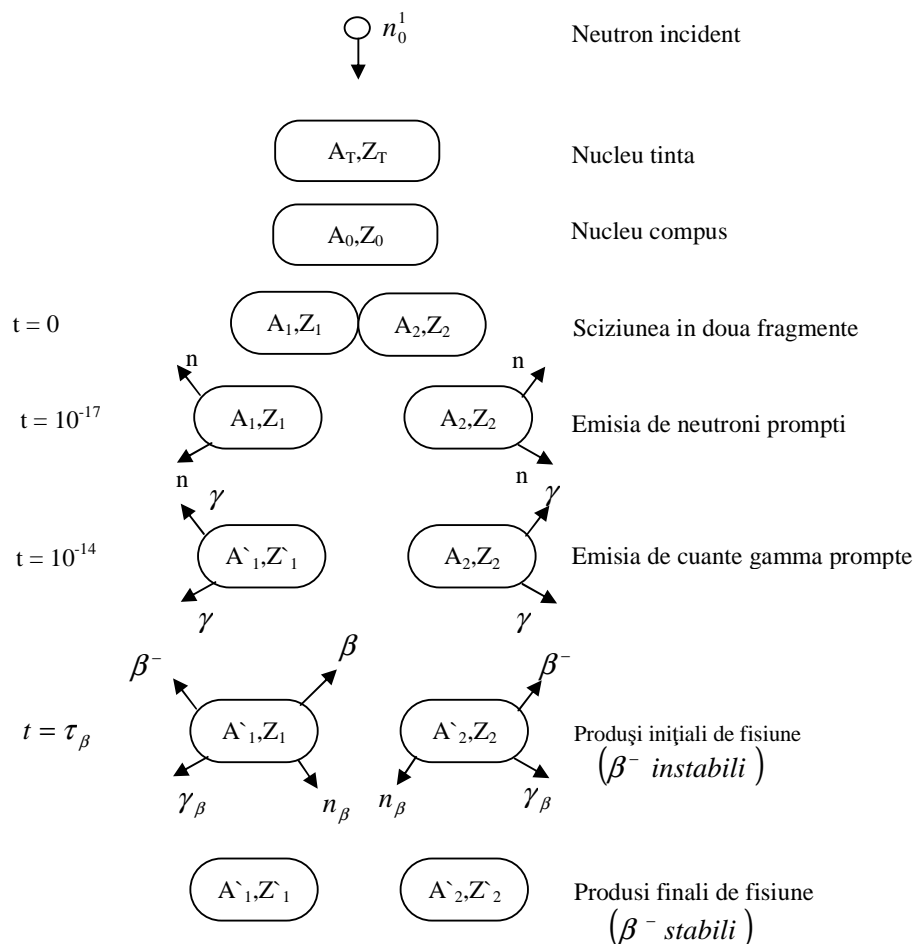
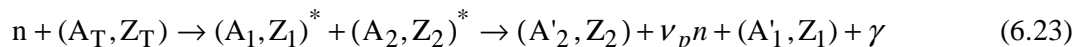


Figura 6.22. Reprezentarea schematică a desfășurării în timp a procesului de fisiune indusă cu neutroni

Neutronul interacționează cu nucleul țintă ( $A_Z, Z_T$ ) formând nucleul compus ( $A_0, Z_0$ )<sup>\*</sup> într-o stare excitată. Datorită energiei de excitare, NC asimilat cu o picătură de lichid "nuclear" începe să oscileze puternic deformându-se din ce în ce mai mult încât este posibilă ruperea (sciziunea) în două (sau mai multe) fragmente prompte ( $A_1, Z_1$ )<sup>\*</sup> și ( $A_2, Z_2$ )<sup>\*</sup> aflate în stări excitate. Fragmentele excitate rezultate la sciziune se resping puternic coulombian și ca atare după cca  $10^{-17}$  secunde de la sciziune se obține practic toată energia lor cinetică, depărtându-se în acest timp la o distanță de aproximativ  $10^{-10}$  m. Valorile numerice se referă la fisiunea indusă cu neutroni termici a  $^{235}\text{U}$ . Aceste valori nu diferă însă semnificativ pentru fisiunea indusă cu neutroni termici a nucleelor actinide apropiate de uraniu. Deoarece energia cinetică a fragmentelor este foarte mare (circa 170 MeV pentru  $^{235}\text{U}$ ) se poate spune că o bună parte din energia  $Q_0$  (relația (6.11)) de la sciziune se regăsește sub formă de energie cinetică  $T_f$  a fragmentelor. Restul energiei ( $Q_0 - T_f = \varepsilon_f^*$ ) se regăsește în energia internă de excitare și de deformare a fragmentelor prompte. Acestea fiind nuclee neutronoexcedentare excitate vor emite după circa  $10^{-17}$  secunde un număr  $\nu_p$  de neutroni prompti fiecare de energie cinetică medie  $\bar{T}$ . Emisia neutronilor are loc până ce energia de excitare a fiecărui fragment este mai mică decât energia de separare a neutronului din fragmentul respectiv. Procesul de dezexcitare este continuat prin emisia, după circa  $10^{-14}$  secunde, de cuante  $\gamma$  prompte care totalizează o energie de aproximativ 6 MeV pentru ambele fragmente. Fragmentele ( $A'_1, Z'_1$ ) și ( $A'_2, Z'_2$ ) rezultate după emisia de cuante  $\gamma$  se numesc "produși inițiali de fisiune", găsindu-se la o distanță de circa  $10^{-7}$  m. În acord cu imaginea din figura 6.22.a și b și în considerare cu relațiile (6.1) și (6.8) procesul de fisiune se desfășoară conform schemei:



În acest proces se eliberează energia  $Q_f$  definită astfel:

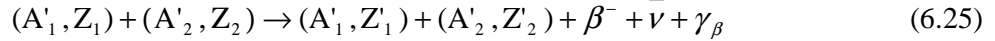
$$Q_f = (m_n + m(A_T, Z_T) - m(A'_1, Z'_1) - m(A'_2, Z'_2) - \nu_p m_n) c^2 =$$

$$= Q_{sciz} + Q_{m\gamma} = T_{f1} + T_{f2} + T_{\nu_p n} + E_\gamma \quad (6.24)$$

în care  $Q_{sciz}$  și  $Q_{m\gamma}$  sunt definite în relația (6.11) și respectiv (6.13).

În continuare, produșii de fisiune, care sunt încă nuclee neutronoexcedentare, tind, prin dezintegrări  $\beta^-$  succesive, spre nuclee  $\beta^-$  stabile; procesele sunt însoțite de emisia de cuante  $\gamma$  și de neutroni întârziați.

Nucleele finale  $\beta^-$  - stabile, notate  $(A'_1, Z'_1)$  și  $(A'_2, Z'_2)$  obținute conform schemei:



cu:

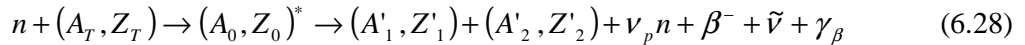
$$Z'_1 + Z'_2 > Z_1 + Z_2 \quad (6.26)$$

se numesc produși finali de fisiune. Precizăm că în relația (6.25) s-a neglijat emisia de neutroni întârziați, numărul lor fiind foarte mic pe act de fisiune:

Energia  $Q_\beta$  eliberată în procesul (6.35) se regăsește în energia cinetică a electronilor  $T_\beta$ , a antineutrinelor  $T_\nu$  și a radiațiilor  $\gamma$  întârziate  $E_{\gamma\beta}$ .

$$Q_\beta = (m(A'_1, Z'_1) + m(A'_2, Z'_2) - m(A'_1, Z'_1) - m(A'_2, Z'_2)) c^2 = T_\beta + T_\nu + E_{\gamma\beta} \quad (6.27)$$

Bilanțul final al procesului de fisiune, în acord cu relațiile (6.23) și (6.25) va fi:



În acest proces se eliberează energia totală  $Q$  definită astfel:

$$Q = Q_f + Q_\beta = T_{f1} + T_{f2} + T_{\nu_p n} + E_\gamma + T_\beta + T_\nu + E_{\gamma\beta} \quad (6.29)$$

Diagrama energetică pentru fisiunea indusă cu neutroni termici este redată în figura 6.23 în care se regăesc toate cele precizate în relațiile de mai sus:

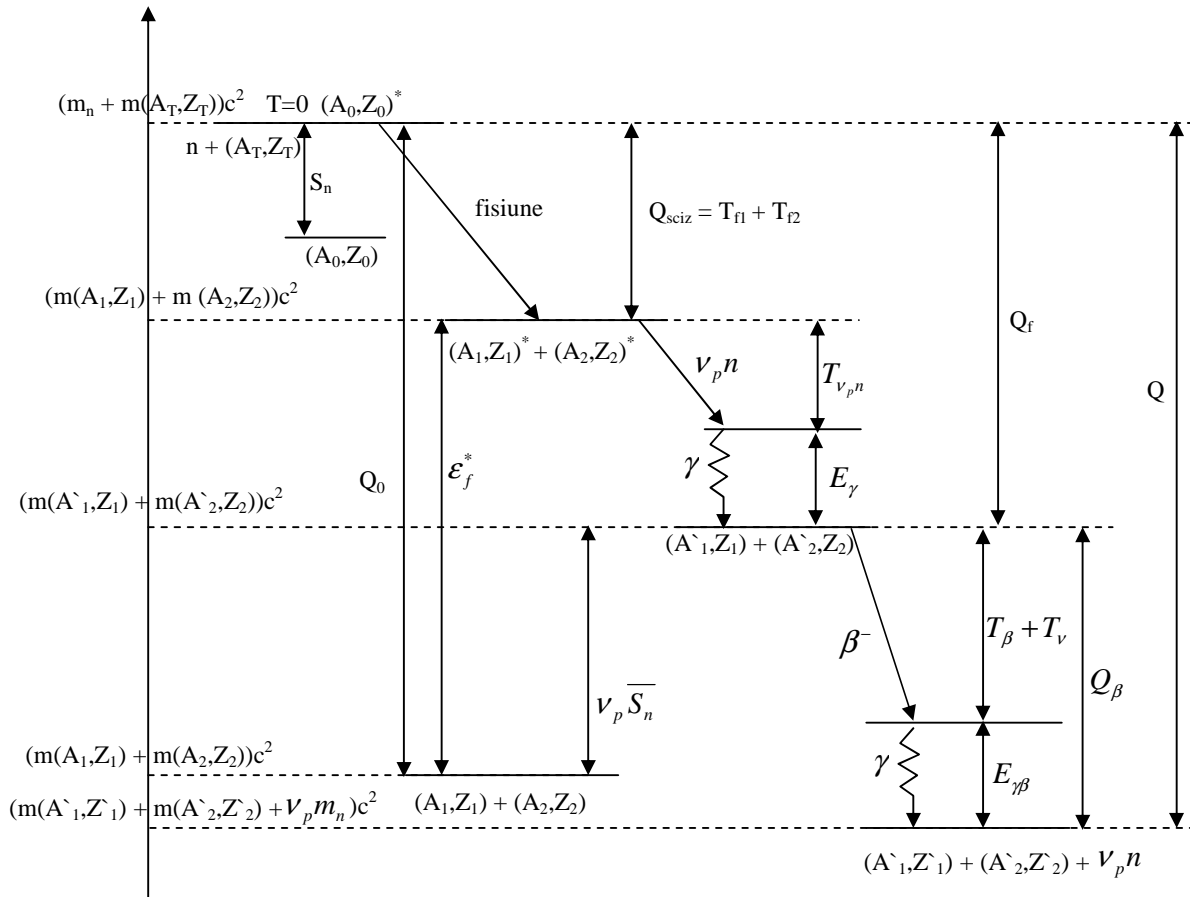
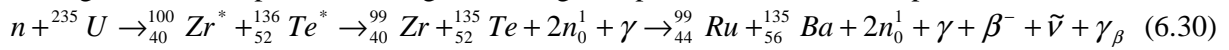


Figura 6.23

În figura 6.24 este prezentată diagrama energetică pentru următorul exemplu concret:



În acest exemplu  ${}^{100}_{40}\text{Zr}^*$  și  ${}^{136}_{52}\text{Te}^*$  reprezintă fragmentele prompte, care se transformă în producții inițiale de fisiune  ${}^{99}_{40}\text{Zr}$  și  ${}^{135}_{52}\text{Te}$  prin emisia de către fiecare fragment a unui neutron. Producții inițiale, conform relației (6.19) prin dezintegrări  $\beta^-$  se transformă în producții finali  $\beta$ -stabili  ${}^{99}_{44}\text{Ru}$  și  ${}^{135}_{56}\text{Ba}$ .

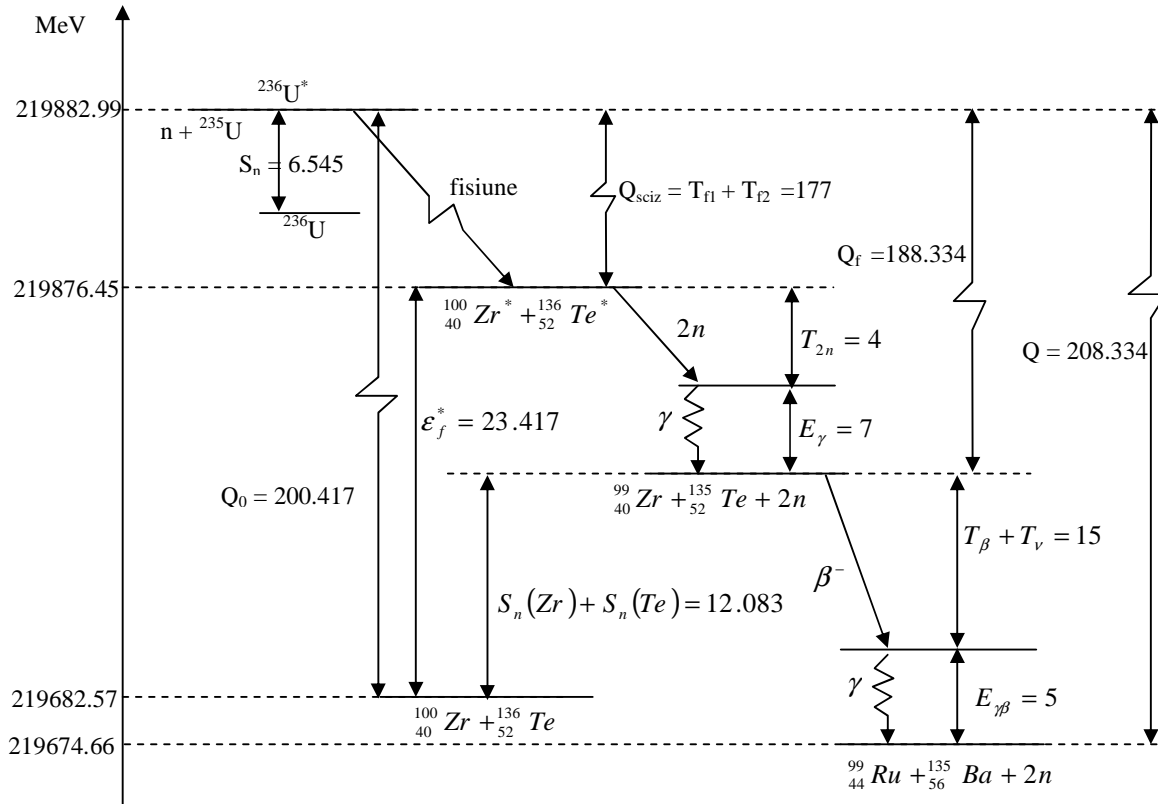


Figura 6.24

În obținerea acestor valori din figura 6.24 pentru masele nucleelor (aflate în stări fundamentale) implicate în procesul de fisiune, s-au folosit tabelele de masă ale lui Wapstra și Audi (1985). Energia cinetică a fragmentelor a fost estimată din figura 6.7. Energia cinetică este relativ mare pentru acest proces deoarece fragmentul greu este apropiat de  $A = 132$ . În estimarea energiei  $T_{2n}$  s-a folosit faptul că energia cinetică medie a unui neutron este de 2MeV. Pentru acest exemplu concret rezultă că în procesul de fisiune se eliberează 208.3 MeV. Făcând media pe toate fragmentele posibile pentru fisiunea indusă a  ${}^{235}\text{U}$  cu neutroni termici se obține pentru  $Q$  valoarea medie de  $(205.3 \pm 8.7)$  MeV care se regăsește în energia cinetică medie a fragmentelor ( $T_f$ ), a neutronilor ( $T_{\nu pn}$ ), a electronilor ( $T_\beta$ ), a antineutrinoilor ( $T_\nu$ ) cât și în energia cuantelor  $\gamma$  prompte ( $E_\gamma$ ) și întârziate ( $E_{\gamma\beta}$ ) cu valorile precizate în tabelul 6.4, iar în tabelul 6.5 sunt prezentate caracteristicile grupurilor de neutroni întârziați.

Tabel 6.4

| Tipul de energie  | (MeV)           |
|-------------------|-----------------|
| $T_f$             | $168.3 \pm 1.7$ |
| $T_{\nu pn}$      | 5               |
| $T_\beta$         | $6 \pm 1$       |
| $T_\nu$           | $8 \pm 2$       |
| $E_\gamma$        | $12 \pm 3$      |
| $E_{\gamma\beta}$ | $6 \pm 1$       |
| $Q$               | $205.3 \pm 8.7$ |

**Tabel 6.5**

| i | $\tau_i$ | $T_i$ | $E_i$ | $\beta_i$ |            |           |
|---|----------|-------|-------|-----------|------------|-----------|
|   |          |       |       | $U^{235}$ | $Pu^{239}$ | $U^{233}$ |
|   | (s)      | (s)   | (MeV) |           |            |           |
| 1 | 78,3     | 54,3  | 0,25  | 0,025     | 0,014      | 0,018     |
| 2 | 31,3     | 21,7  | 0,57  | 0,166     | 0,105      | 0,058     |
| 3 | 8,47     | 5,87  | 0,412 | 0,213     | 0,126      | 0,086     |
| 4 | 3,15     | 2,18  | 0,67  | 0,241     | -          | 0,062     |
| 5 | 0,66     | 0,46  | 0,4   | 0,085     | 0,119      | 0,018     |
| 6 | 0,19     | 0,13  | -     | 0,025     | -          | -         |

Din bilanțul energetic din tabelul 6.4 rezultă că într-adevăr în fiecare act de fisiune se eliberează o energie mare ceea ce justifică afirmația că fisiunea nucleară este o "sursă importantă de energie" folosită în reactorii nucleari de fisiune, pentru obținerea de energie nucleară. În reactorii nucleari de fisiune energia eliberată în procesele de "fisiune în lanț" se regăsește sub formă de energie termică care este apoi convertită, prin mijloace clasice, într-o centrală nucleară. Antineutrini interacționează foarte slab, ei părăsesc "mediul" în care are loc procesul de fisiune și ca atare energia lor cinetică nu se transformă în energie utilă, termică. Ca urmare, având în vedere valorile din tabelul 6.4 rezultă că energia utilă pe act de fisiune este de  $(193.3 \pm 5.7)$  MeV. În realitate însă neutronii rapizi, de energie medie 2 MeV, rezultați la fisiune, se termalizează în moderatorul unui reactor termic, după care cu mare probabilitate sunt absorbiți de nucleele de combustibil nuclear sau de nucleele altor materiale ce intră în componența reactorului. Pe lângă procesul de fisiune (n,f) are loc cu mare probabilitate procesul de captură (n, $\gamma$ ) (§5.6.2.1). Cuantele  $\gamma$  emise în acest proces totalizează o energie de circa 8 MeV într-un reactor de putere medie. Energia acestor cuante este de asemenea transformată în energie termică. Ținând seama de energia acestor cuante  $\gamma$  cât și de energia "pierdută" a antineutrinilor, rezultă că energia "utilă" pe act de fisiune este de aproximativ  $(201 \pm 6)$  MeV. Este și motivul pentru care, în mod uzual, se afirmă că în procesul de fisiune se eliberează circa 200 MeV pe act de fisiune. Importanța acestei energii este relevată de faptul că prin fisiunea (arderea) unui gram de  $^{235}U$  se obține energia imensă de:

$$5.10^{23} MeV = 8.1.10^{10} J = 22.5 MWh \cong 1 MWzi \quad (6.31)$$

care este echivalentă cu energia obținută prin arderea completă a circa 3.5 t de combustibil convențional.

Observăm că așa cum rezultă din exemplul din figura 6.24 cât și din figura 6.9, energia  $Q_0$  este de asemenea egală în medie cu 200 MeV. De aceea, în special în calculele teoretice, energia  $Q_0$ , care reprezintă energia maxim posibil obținută la sciziune, este considerată "energia eliberată la fisiune". Justificarea teoretică constă în aceea că energia de excitare a fragmentelor  $\epsilon_f^*$  se regăsește în energia cinetică a neutronilor prompti,  $T_{v_{pn}}$ , în energia cuantelor prompte  $E_\gamma$  cât și energia  $Q_\beta$  obținută în dezintegrările  $\beta^-$  ale produșilor de fisiune.

### 6.8. Bariera de fisiune. Fisiunea indusă și fisiunea spontană

Din rezultatele expuse până acum a rezultat că nucleele compuse formate în interacția neutronilor termici cu nucleele țintă  $^{233,235}U$  și  $^{239}Pu$  fisionează cu mare probabilitate. În particular  $^{236}U^*$  format în starea  $\epsilon^* = S_n = 6.545$  MeV (figura 6.24) în interacția  $n + ^{235}U$  cu neutroni termici, fisionează pe când  $^{236}U$  aflat în stare fundamentală "fisionează spontan" cu o probabilitate foarte mică, corespunzătoare unui timp de înjumătățire de aproximativ  $2.10^{16}$  ani deși energia eliberată în procesul:



după cum se poate estima din figura (6.24) este de asemenea de ordinul a 200 MeV. Rezultă de aici că între starea fundamentală a  $^{236}U$  și starea finală corespunzătoare fragmentelor de fisiune aflate în repaus, la o distanță infinită, se interpune o "barieră de potențial". Ca și în cazul emisiei  $\alpha$  această barieră poate fi ușor înțeleasă dacă se analizează procesul invers, adică reacția dintre ionii grei  $(A_1, Z_1)$  și  $(A_2, Z_2)$  care se realizează prin formarea nucleului compus. Pe măsură ce nucleul proiectil (să spunem  $(A_1, Z_1)$ ) se apropie

de nucleul țintă ( $A_2, Z_2$ ) crește energia potențială datorită forțelor de respingere coulombiană. Când proiectilul ajunge la distanța  $r = R_1 + R_2$ , în care  $R_1$  și  $R_2$  sunt razele nucleelor în interacție, intervin forțele nucleare, mai intense decât cele coulombiene, care duc la micșorarea energiei potențiale și la formarea NC (în exemplul de față  $^{236}\text{U}$ ).

Variația energiei potențiale în funcție de distanța  $r$  dintre centrele celor două nuclee este prezentată calitativ în figura 6.25; apare deci o barieră de potențial. În consecință  $^{236}\text{U}$  aflat în stare fundamentală fisionează spontan numai prin tunelarea acestei bariere cu o probabilitate cu atât mai mică cu cât grosimea și înălțimea  $V_f$  ale barierei (figura 6.25) sunt mai mari.

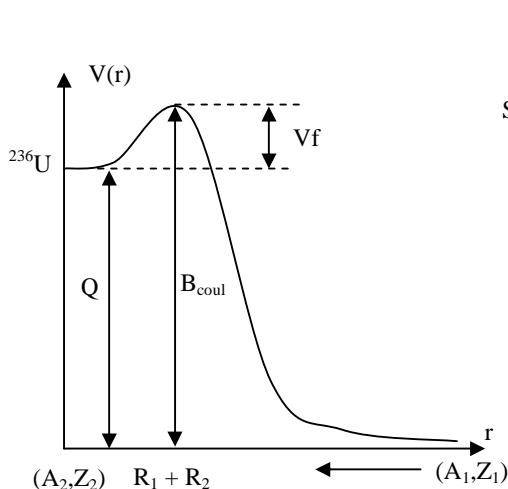


Figura 6.25

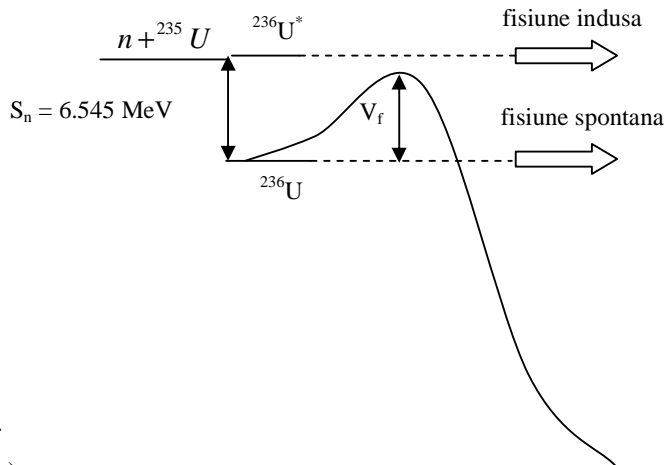


Figura 6.26.

Faptul că în procesul de interacție cu neutroni termici  $n + ^{235}\text{U}$ ,  $^{236}\text{U}^*$  format la energia de excitare egală cu  $S_n$  fisionează cu mare probabilitate ne sugerează ideea că  $V_f \leq S_n = 6.545 \text{ MeV}$  (figura 6.26). Datorită acestei bariere de potențial,  $^{236}\text{U}$  fisionează cu o probabilitate foarte mică care corespunde unui timp de înjumătățire  $T_{1/2} \text{ (fs)} = 2 \cdot 10^{16} \text{ ani}$ . În tabelul 6.6 sunt date perioadele de înjumătățire pentru fisiunea spontană a câtorva nuclee. Este interesant de observat că pentru izotopi ai aceluiași element  $T_{1/2} \text{ (fs)}$  are valori diferite ceea ce înseamnă că bariera de potențial, în special înălțimea acesteia depinde atât de  $Z$  cât și de  $A$  (efecte par-impare). De asemenea este evident că bariera de potențial este din ce în ce mai mică pe măsură ce crește  $Z$  al nucleului care fisionează deoarece numai astfel se explică valoarea de  $380 \mu\text{s}$  pentru  $T_{1/2} \text{ (fs)}$  a izotopului  $^{258}\text{Fm}$ .

Tabelul 6.6

| Nucleul           | $T_{1/2} \text{ (fs)}$ [ani] |
|-------------------|------------------------------|
| $^{230}\text{Th}$ | $1.5 \cdot 10^{17}$          |
| $^{232}\text{Th}$ | $1 \cdot 10^{21}$            |
| $^{232}\text{U}$  | $7.9 \cdot 10^{13}$          |
| $^{234}\text{U}$  | $2 \cdot 10^{16}$            |
| $^{235}\text{U}$  | $1.8 \cdot 10^{17}$          |
| $^{236}\text{U}$  | $2 \cdot 10^{16}$            |
| $^{238}\text{U}$  | $7.9 \cdot 10^{15}$          |
| $^{249}\text{Cf}$ | $1.5 \cdot 10^9$             |
| $^{252}\text{Fm}$ | 77.6                         |
| $^{257}\text{Fm}$ | 120                          |
| $^{258}\text{Fm}$ | 380 s                        |

Caracteristicile fisiunii spontane sunt foarte apropiate de caracteristicile fisiunii induse dacă aceasta se realizează la energii de excitare mici. Astfel, de exemplu, ambele tipuri de fisiune au o distribuție de masă a produșilor de fisiune cu două maxime, în ambele cazuri sunt emiși neutroni prompti de fisiune cu spectru energetic asemănător, cuante  $\gamma$  prompte etc. În particular, din figura 6.3 reiese

similitudinea între emisia de neutroni prompti în fisiunea indusă cu neutroni termici a  $^{233,235}\text{U}$  și  $^{239}\text{Pu}$  și în fisiunea spontană a  $^{252}\text{Cf}$ . Numărul mediu de neutroni emiși de  $^{252}\text{Cf}$  este de 3.764 neutroni pe act de fisiune.

Datorită timpului de înjumătățire  $T_{1/2}(\text{fs})$  convenabil de 77.6 ani,  $^{252}\text{Cf}$  este folosit uzual în laboratoare ca sursă de neutroni. Într-adevăr, la fiecare act de fisiune se emit în medie  $\bar{\nu}_p = 3.764$  neutroni prompti. Activitatea Cf-252 față de procesul de fisiune, deci numărul de acte de fisiune pe secundă, conform relației (1.320) va fi:

$$\Lambda_f = \lambda_f \frac{m}{A} N_A \quad (6.33)$$

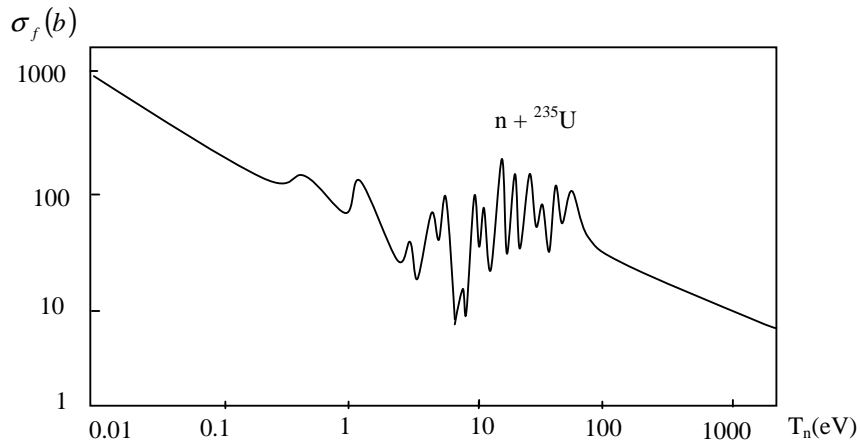
în care  $m$  este masa de Cf - 252 iar  $N_A$  este numărul lui Avogadro. Numărul de neutroni emiși pe secundă va fi:

$$n = \frac{\ln 2}{T_{1/2}(\text{fs})} \frac{m}{A} N_A \bar{\nu}_p \quad (6.34)$$

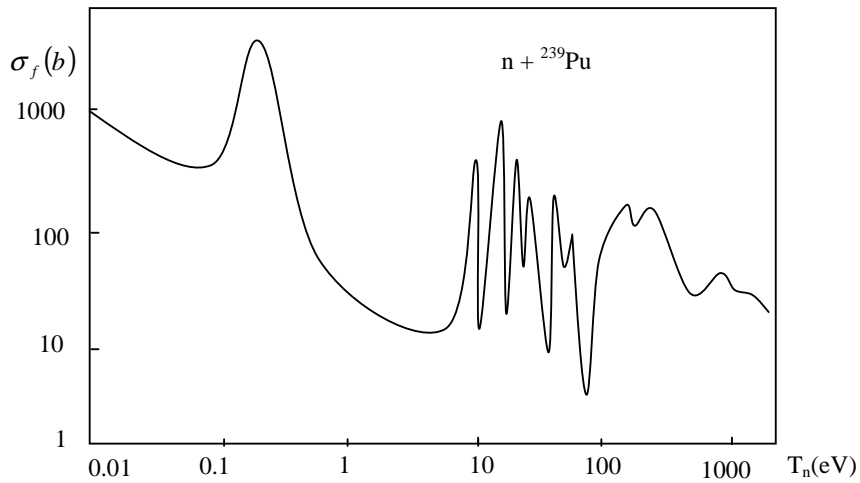
Rezultă că un gram de Cf-252 va emite circa  $2.5 \cdot 10^{12}$  neutroni pe secundă. Izotopul Cf-252 se obține prin absorbția succesivă de neutroni începând cu Pu-239.

### 6.9. Secțiuni eficace de fisiune

În figurile 6.27 a,b și 6.28 a,b,c este reprezentată dependența de energie cinetică a neutronilor incidenti a secțiunilor eficace de fisiune  $\sigma_{nf}$  (rezultate din măsurători experimentale), într-un domeniu energetic foarte larg, pentru câteva nuclee foarte grele ( $Z > 90$ ). Se constată modul diferit în care interacționează neutronii cu nucleele de tipul  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  și respectiv  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ .



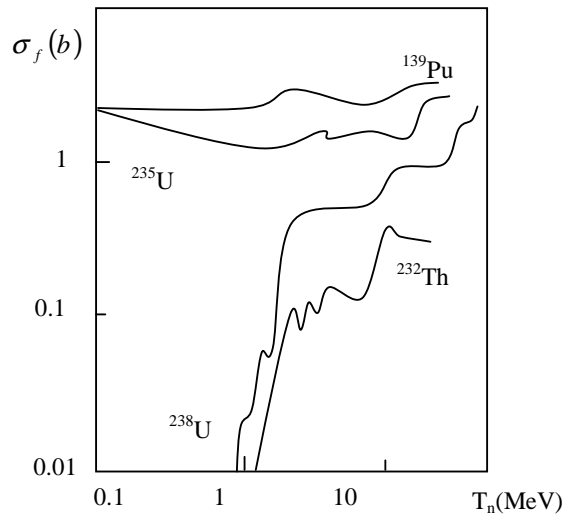
a)



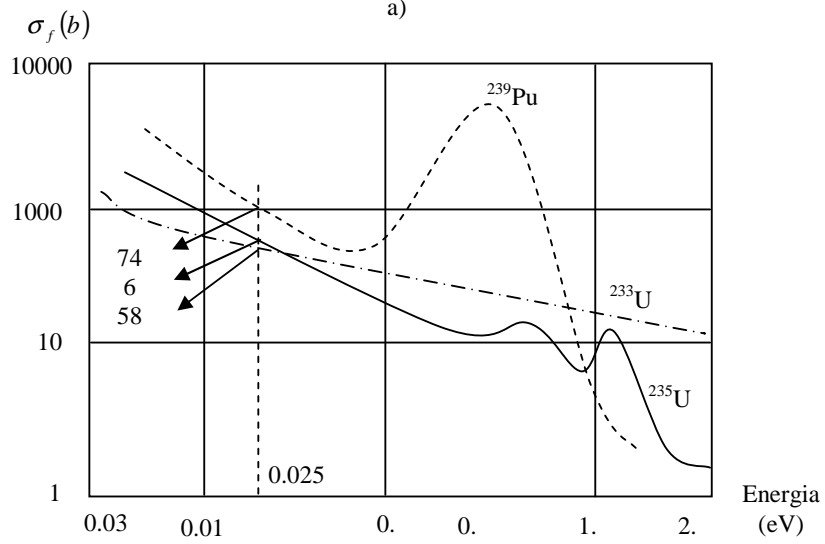
b)

Fig. 6.27

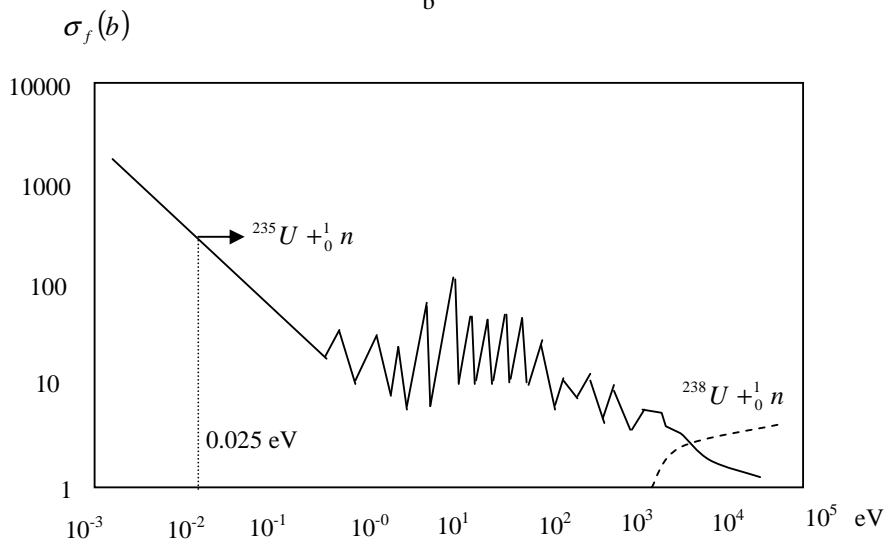




a)



b)



c)

Figura 6.28

În primul caz nucleele de  $^{235}\text{U}$  și  $^{239}\text{Pu}$  fisionează cu neutroni de orice energie inclusiv cu neutroni termici, la fel stând lucrurile și pentru nuclee ca  $^{233}\text{U}$ ,  $^{241}\text{Pu}$  etc. Toate acest nuclee grele au un număr impar de neutroni și poartă numele de "nuclee fisile". În al doilea caz se constată că nucleele de  $^{232}\text{Th}$  și  $^{238}\text{U}$  fisionează numai cu neutroni relativ rapizi (se neglijează rezonanțele subbarierice care apar la energii mai mici ca energia de prag, acestea având valori foarte mici) care depășesc o anumită energie de prag, aceeași situație constatându-se și la nuclee ca  $^{231}\text{Pa}$ ,  $^{234}\text{U}$ ,  $^{236}\text{U}$ ,  $^{240}\text{Pu}$ .

Nucleele acestora poartă numele "de nuclee fertile". Pentru o clarificare mai bună de asemenea poate fi inclusă și figura 6.28 a,b,c. Efectul pragului de fisiune asupra energiei cinetice necesare pentru fisiune face ca secțiunea eficace de fisiune să fie diferită pentru nuclee par-pare sau par-impare așa cum se vede în figura 6.28 c în care sunt reprezentate secțiunile de fisiune pentru  $^{238}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ .

În cazul  $^{235}\text{U}$ , secțiunea de fisiune variază după legea  $1/v$  până la circa 1 eV, apoi prezintă o serie de rezonanțe până la  $10^3$  eV și scade lent peste această energie. Dacă la 0.053 eV secțiunea efectivă are valoarea de 582 barni, la peste  $10^4$  eV este în jur de 1 barn (6.28.c).

În cazul  $^{238}\text{U}$ , secțiunea efectivă este nulă pentru energii mai mici de 1 MeV și crește rapid la 0.4 - 0.5 barni, rămânând practic constantă până la 100 MeV (6.28.c).

În figura 6.28.b, se compară secțiunile de fisiune pentru neutroni termici la cei trei izotopi  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  care fisionează cu neutroni termici. Se constată că  $^{233}\text{U}$  are o secțiune de fisiune mai mică decât  $^{235}\text{U}$ , iar  $^{239}\text{Pu}$  are o secțiune mai mare și caracterizată prin existența unei rezonanțe la energia  $E_r = 0.3$  eV.

Această puternică rezonanță în domeniul neutronilor termici are o importanță deosebită pentru stabilitatea reactorilor nucleari cu neutroni termici, în special la sfârșitul unei campanii de iradiere a combustibilului când se acumulează o cantitate apreciabilă de Pu.

#### A. Nuclee fisile

Așa cum se observă și în figurile 6.27 a,b secțiunile de fisiune au caracter rezonant în domeniul de energii (0.1 eV - 1 keV) odată cu creșterea energiei acest caracter se estompează ajungându-se la o dependență lentă cu energia pentru energii incidente mai mari de 100 keV.

Este evidentă similitudinea dependenței  $\sigma_{nf}$  cu energia, cel puțin pentru zona energiilor de rezonanță, cu secțiunile reacțiilor neutronice din figură ceea ce constituie o dovadă că într-adevăr reacția de fisiune se realizează prin intermediul stărilor de NC. Acest aspect este confirmat de secțiunile  $\sigma_{nf}$ ,  $\sigma_{n\gamma}$  și  $\sigma_n^t$  din figurile 6.29 și 6.30.

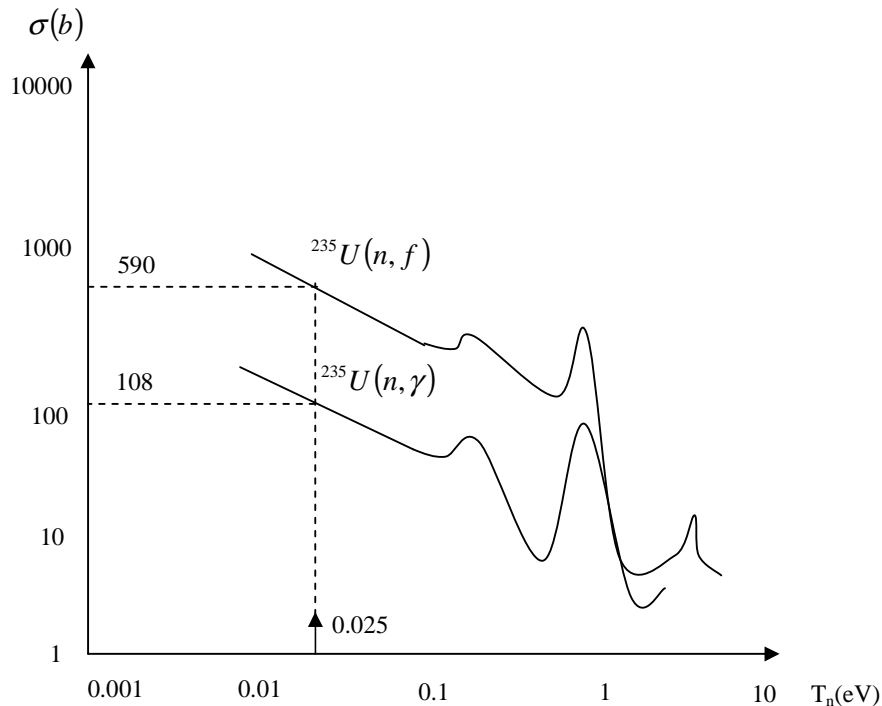


Fig. 6.29

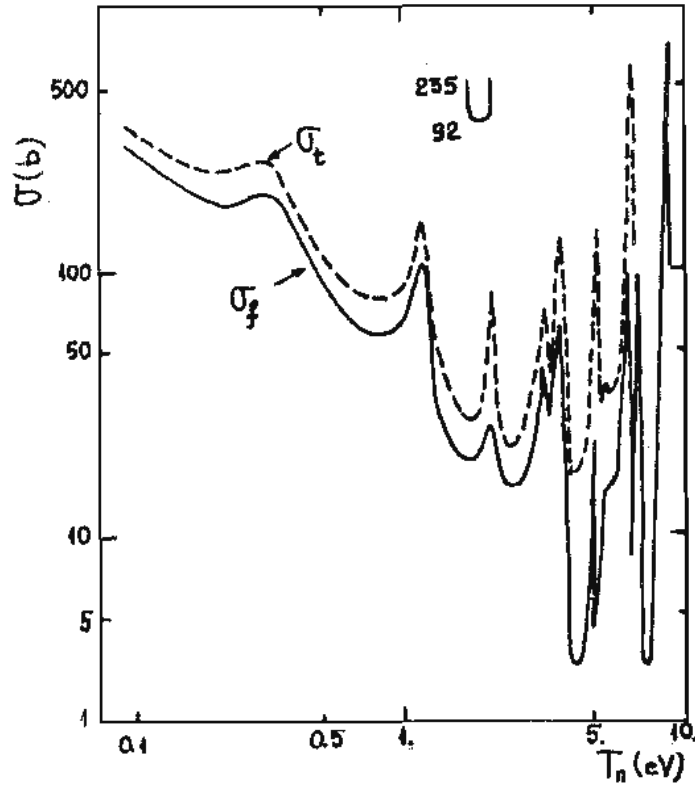


Figura 6.30.

Din analiza acestor figuri rezultă următoarele:

a) Rezonanțele din secțiunea  $\sigma_{nf}$  se realizează la aceleași energii ca și pentru secțiunile  $\sigma_{n\gamma}$  și  $\sigma_n^t$ , sunt deci generate de stările nucleului compus  $^{236}\text{U}$  situat la aceeași energie  $\epsilon^* > S_n$ ,

b) Secțiunea totală este practic dependentă de competiția dintre procesul de fisiune și cel de captură, după cum se poate constata din tabelul 6.7 în care sunt date valorile secțiunilor de interes la energia termică de 0.025 eV; secțiunea  $\sigma_{nn}$  este practic dată de împrăștierea pe sfera dură.

Tabelul 6.7

| Nucleul           | $\sigma_{nf}$ | $\sigma_{n\gamma}$ | $\sigma_{nn}$ | $\sigma_n^t$ |
|-------------------|---------------|--------------------|---------------|--------------|
| $^{235}\text{U}$  | 590           | 108                | 17.6          | 716          |
| $^{239}\text{Pu}$ | 729           | 300                | 8.5           | 1038         |

c) Este evidentă asemănarea dintre secțiunile  $\sigma_{nf}$  și  $\sigma_{n\gamma}$ . Rezultă de aici că în zona rezonanțelor izolate secțiunea de fisiune se interpretează teoretic ca și secțiunea de captură, adică prin relația cunoscută în care  $\Gamma_{\mu\gamma}$  se înlocuiește cu  $\Gamma_{\mu f}$  obținându-se:

$$\sigma_{nf(T_n)} = \frac{\pi}{k^2} \frac{2j+1}{2(I_a+1)} \sqrt{\frac{T_\mu}{T_n}} \frac{\Gamma_{\mu n}(T_\mu) \Gamma_{\mu f}}{(T_n - T_\mu)^{2 + \frac{\Gamma_\mu^2}{4}}} \quad (6.35)$$

în care  $\mu$  numerotează rezonanțele de NC și:

$$\Gamma_\mu = \Gamma_{\mu f} + \Gamma_{\mu\gamma} + \Gamma_{\mu n} \cong \Gamma_{\mu f} + \Gamma_{\mu\gamma} \quad (6.35')$$

În particular, pentru prima rezonanță a ( $n + ^{235}\text{U}$ ) situată la 0.29 eV (și care corespunde stării  $^{236}\text{U}$  situată la  $\epsilon^* = S_n + 0.29$  eV), lărgimile parțiale au valorile:

$$\Gamma_\mu = \Gamma_{\mu f} + \Gamma_{\mu\gamma} + \Gamma_{\mu n} \cong \Gamma_{\mu f} + \Gamma_{\mu\gamma} \quad (6.35'')$$

care confirmă precizările de la punctul b). Faptul că prima rezonanță este poziționată la energie mică (0.29 eV) determină, ca și în cazul secțiunii de captură, alterarea legii  $1/v$  și valorile mari ale secțiunii de fisiune pentru energii foarte mici (termice). De fapt este evidentă similitudinea între secțiunile de fisiune și captură la  $^{235}\text{U}$  și secțiunea de captură a  $^{113}\text{Cd}$  dată în figura 5.46.

Secțiunea (n,f) pentru zona rezonantă este definită total de relația (6.35) în care trebuie precizate valorile  $T_\mu$  ( $\mu = 1,2,\dots$ ) și  $\sigma_{\mu f}$  ( $\mu = 1,2,\dots$ ). Pentru zona energetică de până la  $\approx 10$  eV aceste valori sunt prezentate în tabelul 6.8.

Cu aceste valori secțiunea  $\sigma_{nf}$  din figura 6.30 ca și secțiunea totală  $\sigma_n^t = \sigma_{nf} + \sigma_{n\gamma}$  sunt calculate deoarece  $\Gamma_{\mu\gamma}$  depinde de energie și deci:

$$\Gamma_{\mu n} = \Gamma_{1n} * \sqrt{\frac{T_\mu}{T_1}}; \mu = 2,3,\dots \quad (6.35''')$$

Facem remarca că deosebirea - de altfel importantă - între  $\sigma_{nf}$  și  $\sigma_{n\gamma}$  constă în aceea că  $\Gamma_{\mu\gamma}$  este constantă cu  $\mu$  pe când  $\Gamma_{\mu n}$ , după cum reiese din tabelul 6.8 depinde de energia neutronilor și deci de poziția rezonanței.

**Tabelul 6.8**

| $\mu$ | $T_\mu$ | $\Gamma_{\mu\gamma}$ (eV) |
|-------|---------|---------------------------|
| 1     | 0.28    | 0.10                      |
| 2     | 1.135   | 0.115                     |
| 3     | 2.04    | 0.010                     |
| 4     | 2.84    | 0.16                      |
| 5     | 3.15    | 0.090                     |
| 6     | 3.61    | 0.045                     |
| 7     | 4.845   | 0.04                      |
| 8     | 5.46    | 0.023                     |
| 9     | 6.17    | 0.04                      |
| 10    | 6.39    | 0.09                      |
| 11    | 7.09    | 0.0027                    |
| 12    | 8.79    | 0.08                      |
| 13    | 9.29    | 0.115                     |
| 14    | 10.20   | 0.046                     |

Din cele de mai sus rezultă că în zona rezonanțelor izolate  $T_n < T_{cr} \approx 0.1 \text{ eV} \div 1 \text{ keV}$  interpretarea teoretică se face cu ajutorul matricei  $S$  în aproximația univinel. În zona energetică ( $1 \div 100$ ) keV rezonanțele se suprapun și tratarea diferitelor secțiuni, inclusiv secțiunea de fisiune, se face cu matricea  $S$  în aproximația multinivel iar în zona de continuum se folosește modelul statistic.

Facem precizarea că odată cu creșterea energiei cinetice a neutronilor incidenti, devin posibile și alte procese ca (n,2n), n,3n) etc., a căror interpretare se face în lumina modelelor dinamice.

Dependența de energie a diferitelor secțiuni în domeniul energetic  $10^3 \div 10^7$  eV pentru interacția neutronilor cu un nucleu fisil este dată calitativ în figura 6.31.

Pentru energii mai mici de  $10^3$  eV singurele procese posibile sunt fisiunea și captura radiativă, care depind de energia neutronilor ca și secțiunea de fisiune din figura 6.27.

În fizica reactorilor nucleari, neutronii se clasifică după energie în neutroni termici, intermediari (sau epitermici) și rapizi, pentru a sublinia domeniul energetic al neutronilor care produc cea mai mare parte a actelor de fisiune.

Astfel, dacă majoritatea actelor de fisiune sunt produse de neutroni cu energia cuprinsă în intervalul  $0 \div 0.2$  eV, neutronii se numesc termici iar reactorii respectivi se numesc reactori termici. Când energia neutronilor este cuprinsă între aproximativ 0.2 eV și 100 keV neutronii (ca și reactorii corespunzători) se numesc intermediari (epitermici sau de rezonanță). Dacă reacția în lanț este asigurată de neutroni ce depășesc energia de  $\sim 100$  keV, neutronii și respectiv reactorii se numesc rapizi.

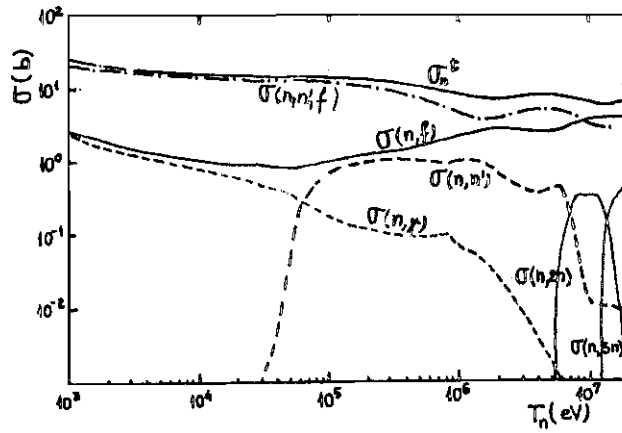


Figura 6.31

### B. Nuclee fertile

Deoarece fisiunea se desfășoară prin intermediul NC ar fi fost de așteptat ca și secțiunea de interacție a neutronilor cu nucleele fertile să fie similară cu cea a nucleelor fisile, adică să aibă un caracter rezonant pentru neutroni intermediari. Aceasta cu atât mai mult cu cât secțiunea totală a procesului  $n + {}^{238}\text{U}$  prezintă rezonanțe de NC bine conturate (figura 6.32).

În realitate, după cum se constată din figura 6.28 secțiunea de fisiune prezintă un efect tipic de tunelare printr-o barieră de aproximativ  $1 \div 2$  MeV înălțime. Această constatare experimentală conduce la ideea că "bariera de fisiune" a NC format în interacția neutron-nucleu ținta fertilă este mai mare decât energia de separare  $S_n$  (figura 6.32) și deci  $V_f$  este egală cu suma dintre  $S_n$  și energia de prag.

De exemplu, în cazul  $n + {}^{238}\text{U}$ , energia de separare a neutronului din nucleul compus  ${}^{239}\text{U}$  este de 4.86 MeV, ceea ce conduce la o valoare  $V_f \geq 6$  MeV pentru înălțimea barierei de fisiune (figura 6.32). Datorită acestei bariere prin interacția neutronilor termici cu  ${}^{238}\text{U}$  se formează  ${}^{239}\text{U}$  în stări discrete situate la energii de excitare  $\varepsilon_0^*$  egale practic cu energia de separare a neutronului. Ca urmare din aceste stări nucleul  ${}^{239}\text{U}$  fisionează prin "tunelarea" unei bariere egală cu energia de prag, adică  $(1 \div 1.2)$  MeV. Când energia incidentă a neutronilor este astfel încât  $T + S_n \geq V_f$ , nucleul de  ${}^{239}\text{U}$  va fisiona cu mare probabilitate, ceea ce exprimă creșterea bruscă a secțiunii de fisiune pentru procesul  $n + {}^{238}\text{U}$  la energii cinetice incidente de peste  $(1 \div 1.2)$  MeV.

Deoarece stările excitate  $\varepsilon^* = S_n + T > V_f$  formează deja un continuum, variația secțiunii de fisiune cu energia va fi lentă. Desigur problema se poate pune și invers, în sensul că variația lentă a secțiunii  $\sigma_{nf}$  cu energia atestă că stările cu energia de excitare  $\varepsilon^* > T_{\text{prag}} + S_n$  formează un continuum.

Din figura 6.33 se constată că pentru energii incidente  $T \approx (1.2 \div 6)$  MeV secțiunea de fisiune are un prim palier, după care crește din nou (un nou efect de tunelare) atingând un alt palier și așa mai departe. Explicația acestor paliere este următoarea:

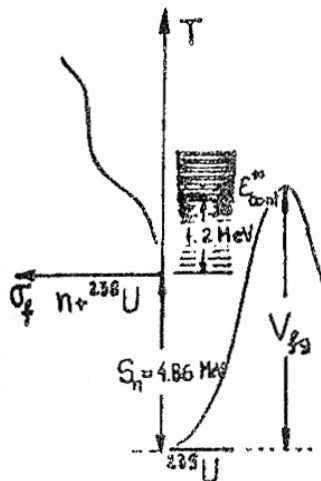


Figura 6.32

În zona energetică a primului palier, secțiunea de fisiune se exprimă prin relația:

$$\sigma_{nf} = \sigma_{NC}(T) \frac{\langle \Gamma_f \rangle}{\langle \Gamma_f \rangle + \langle \Gamma_{comp} \rangle} = \frac{\sigma_{NC}(T)}{1 + \frac{\langle \Gamma_f \rangle}{\langle \Gamma_{comp} \rangle}} \quad (6.36)$$

Existența palierului se explică numai dacă admitem că are loc relația:

$$\frac{\langle \Gamma_{comp} \rangle}{\langle \Gamma_f \rangle} = const. \quad (6.37)$$

în care  $\langle \Gamma_f \rangle$  este lărgimea medie pătratică pentru fisiune iar  $\langle \Gamma_{comp} \rangle$  este lărgimea medie pătratică pentru toate procesele. Aceste procese sunt: împrăștierea elastică  $\langle \Gamma_{nn} \rangle$ , împrăștierea inelastică  $\langle \Gamma_{nn'} \rangle$  și cu pondere foarte mică captura radiativă  $\langle \Gamma_{n\gamma} \rangle$ . Ca urmare:

$$\langle \Gamma_{comp} \rangle \approx \langle \Gamma_{nn} \rangle + \langle \Gamma_{nn'} \rangle \approx \langle \Gamma_{n^*} \rangle \quad (6.38)$$

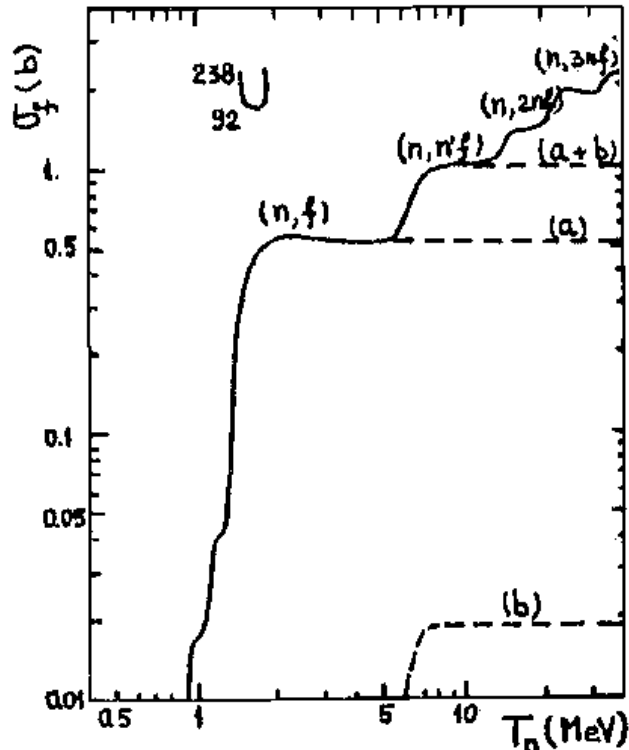


Figura 6.33

Corelând această relație cu precedenta, rezultă că lărgimile  $\langle \Gamma_f \rangle$  și  $\langle \Gamma_{n^*} \rangle$  depind de energia neutronilor incidenti în același fel. Deoarece lărgimea  $\langle \Gamma_{n^*} \rangle$  este proporțională cu densitatea de stări a  $^{238}\text{U}$  rezultă că și lărgimea  $\langle \Gamma_f \rangle$  trebuie să fie proporțională cu o "densitate de stări" similară. Stabilirea acestor stări care "controlează" procesul de fisiune a fost făcută de A. Bohr în 1956 și a constituit un moment important în dezvoltarea teoriei fisiunii nucleare. Această problemă va fi abordată în §6.1.6, aici ne rezumăm în a preciza că existența primului palier este – în esență – generată de faptul că lărgimile  $\langle \Gamma_f \rangle$  și  $\langle \Gamma_{n^*} \rangle$  variază la fel cu energia incidentă a neutronilor.

Existența următoarelor paliere în secțiunea de fisiune din figura 6.33. se explică astfel:

Pentru energii incidente ale neutronilor mai mari de 6 MeV nucleul compus  $^{239}\text{U}$  se formează în stări excitate cu energia  $\varepsilon_0^* > (S_n + 6)\text{MeV}$  - figura 6.34. Din aceste stări, în competiție,  $^{239}\text{U}$  fie fisiunează fie emite neutroni. În primul caz are loc procesul:



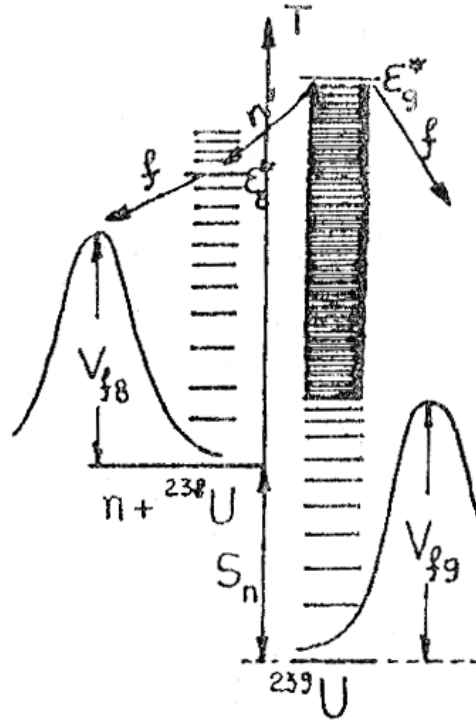


Figura 6.34

Contribuția acestui proces în secțiunea de fisionire este dată de curba "a" în figura 6.33. În cazul în care stările  $\epsilon_8^*$  se dezexcită prin emisia de neutroni, se populează stări ale nucleului  $^{238}\text{U}$ . Dacă aceste stări au energia de excitație  $\epsilon_8^*$  comparabilă sau mai mare ca înălțimea barierei de fisionire  $V_{f8}$  (figura 6.34), atunci, din aceste stări, nucleul  $^{238}\text{U}$  poate de asemenea fisiona; are loc procesul:



Contribuția acestui proces de fisionire este dată de curba "b" din figura 6.33. Ca urmare a celor de mai sus, rezultă că în domeniul energetic  $T_n \approx (6 \div 12)$  MeV, corespunzător celui de-al doilea palier, în secțiunea de fisionire participă atât procesul (6.39) cât și procesul (6.40) - curba "a + b".

Existența următorului palier se explică prin aceea că în procesul de fisionire, pe lângă (6.39) și (6.40), are loc și fisionirea nucleului  $^{237}\text{U}^*$ , rezultat prin emisia de neutroni din stările puternic excitate ale  $^{238}\text{U}$ , conform procesului:



Așadar creșterea secțiunii de fisionire la 6 MeV, 12 MeV etc, se explică prin deschiderea pragului reacțiilor (n,n'), (n,2n') etc. Existența palierelor se explică prin aceea că pentru fiecare din procesele (6.39) ÷ (6.41) are loc reacția  $\frac{\langle \Gamma_{n'} \rangle}{\langle \Gamma_f \rangle} = \text{const}$ . Dependența secțiunii  $\sigma_{nf}$  cu energia din figura 6.33 este

tipică pentru interacția neutronilor cu nuclee actinide fertile.

Cu creșterea energiei incidente și în interacția neutronilor cu nuclee fertile, devin posibile procese ca (n,n'), (n,2n), (n,3n) etc. Dependența secțiunilor acestor procese cu energia este similară cu cea din figura 6.31.

Dependența de energie a secțiunilor de fisionire și valoarea acestora joacă un rol important în fizica reactorilor nucleari de fisionire.

### 6.10. Fisionirea ternară. Emisia de particule ușoare încărcate

Într-un anumit sens orice act de fisionire este acompaniat de emisie de particule ușoare dacă includem în această categorie și neutronii evaporați de fragmentele excitate. Aici este vorba de emisia de

particule ușoare (inclusiv neutroni) chiar în momentul sciziunii conform mecanismului ilustrat în figura 6.1a. Aceste particule se emit cu precădere la unghiuri de circa  $90^\circ$  față de direcția de zbor a fragmentelor. Prin măsurători de corelație particulă-fragment (§6.1.1) s-a stabilit că se emit particule  $\alpha$  cu o probabilitate destul de mare - o particulă  $\alpha$  la circa 300÷500 acte de fisiune. Experiențele de acest fel arată că emisia de particule este de cel puțin cu un ordin de mărime mai mare decât a altor particule încărcate (t,  $^3\text{He}$ , Be, etc). Sunt oare emise aceste particule la sciziune sau sunt emise de fragmentele de fisiune aflate în stări (puternic) excitate?

Desigur experiențele de corelație unghiulară constituie un test al mecanismului de emisie "la sciziune" care însă nu exclude totuși emisia de particule și după sciziune cei drept cu probabilitate mică. De aceea teste suplimentare se impun. Un astfel de test rezultă din următoarele considerente: energia cinetică a fragmentelor depinde slab de energia de excitație a nucleului compus care fisionează; ca urmare, odată cu creșterea energiei de excitație a nucleului compus crește energia de excitație a fragmentelor și ca atare crește numărul particulelor încărcate dacă acestea sunt emise cu adevărat de fragmentele excitate. Rezultatele experimentale nu arată o creștere concludentă a numărului de particule emise odată cu creșterea energiei de excitație a nucleului compus după cum rezultă din fig. 6.35.

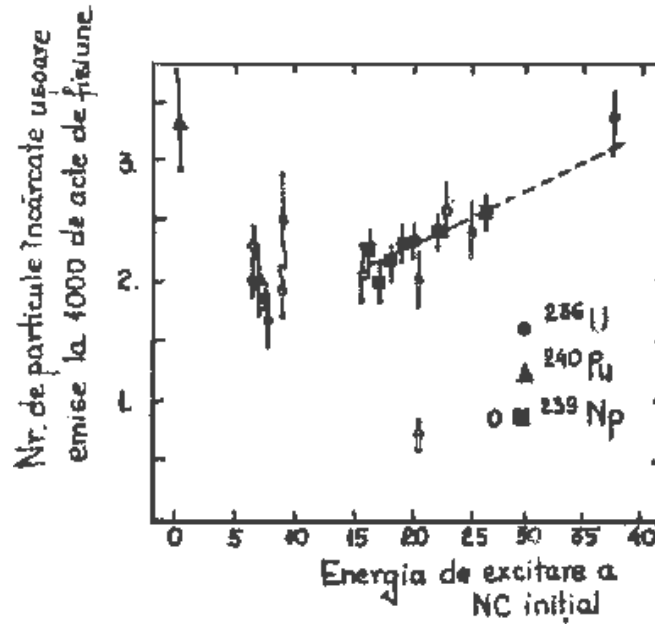


Figura 6.35. Energia de excitație a NC inițial

Ba mai mult se constată că emisia din starea fundamentală (energie de excitație zero) este și mai probabilă ca emisia de particule din stări cu energii de excitație de circa 7 MeV și 15 MeV (fig.6.35).

O altă dovadă a emisiei la sciziune constituie corelația care există între numărul total de particule emise și energia  $E_R$  necesară formării particulei în zona "gâtuirii" și separarea ei din unul din fragmentele formate la sciziune (fig. 6.36). Calculele duc la următoarea formulă de calcul pentru această energie:

$$E_R(i) = S_i + \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \left( \frac{Z(Z_i - \xi)}{\frac{D}{2}} + \frac{\xi(Z - Z_i)}{\frac{D}{2}} + \frac{(Z - Z_i)(Z_i - \xi)}{D} - \frac{Z_i(Z - Z_i)}{D} \right) \quad (6.42)$$

în care  $S_i$  este energia de separare a particulei "i" din unul din fragmente, energie definită uzual conform relației (1.22). Termenul  $\sim Z_i(Z - Z_i)$  reprezintă energia coulombiană dintre fragmentele de sarcină  $Z_i$  și  $(Z - Z_i)$  iar restul termenilor reprezintă energia de interacție coulombiană corespunzătoare configurației din figura 6.37 în care particula emisă, de sarcină  $Z$ , se găsește la jumătatea distanței dintre cele două fragmente.



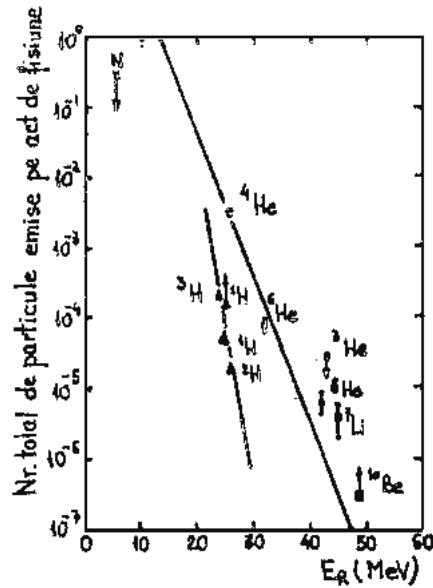


Figura 6.36.

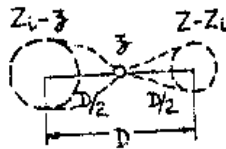


Figura 6.37.

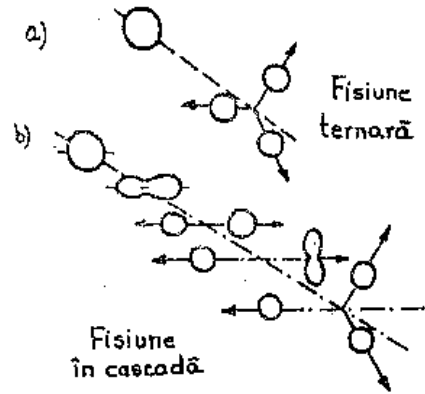


Figura 6.38. a) Fisiunea ternară  
b) Fisiunea în cascadă

În figura 6.36. se constată că probabilitatea de emisie  $\alpha$  este mult mai mare decât probabilitatea de emisie a altor particule încărcate. Probabilitatea mică de emisie este condiționată și de faptul că energia de emisie  $E_R$  este de 20 MeV adică destul de mare încât numai în cazuri rare poate avea loc o "fluctuație" a energiei de excitație care depășește această energie.

Din figură se remarcă și numărul mare de neutroni emiși la sciziune. Aceste experimente tind să conducă spre ideea că emisia de particule are loc la sciziune deși mecanismul de emisie este discutabil.

Problema greu de stabilit experimental constă în a stabili dacă fisiunea "ternară" este într-adevăr "ternară", adică se desfășoară conform imaginii din fig 6.38.a sau se desfășoară conform mecanismului din fig 6.38.b care este de fapt o fisiune binară în care unul din fragmente are o energie de excitație suficient de mare încât la rândul lui fisionează. Mecanismul din fig. 6.38.b este cunoscut în literatura de specialitate drept mecanism "cascadă". Experimentele arată că odată cu creșterea energiei de excitație a nucleului care fisionează crește raportul dintre probabilitatea fisiunii "ternare" și cea binară. Teoretic însă rezultă că odată cu creșterea energiei de excitație crește probabilitatea mecanismului din fig.6.38.b și deci nu este vorba de o fisiune binară în sensul strict al cuvântului. Oricum, experimentele efectuate în special după anii 1965 au arătat că fisiunea ternară, dacă există, se realizează cu o probabilitatea foarte mică: un eveniment ternar la  $10^5 \div 10^6$  evenimente binare.

Desigur, "sensibilitatea" metodelor experimentale actuale va contribui la clarificarea acestei probleme importante pentru mecanismul fisiunii și pentru dezvoltarea fizicii nucleare în general.