

## Wykład 40

---

### Właściwości jąder atomowych

---

Dowodów istnienia jąder atomowych dostarczyły wykonane przez Rutherforda (1911-1913) doświadczenia z rozpraszaniem cząstek  $\alpha$  (jąder atomu helu) na foliach metalicznych. Z doświadczeń z rozpraszaniem  $\alpha$  cząstek, a również innych cząstek (elektronów, protonów, neutronów) wynika, że jądra mają średnicę rzędu  $10^{-15} \text{ m}$ , a gęstość „substancji” jądrowej jest rzędu  $10^5 \text{ ton/mm}^3$ .

Dzisiaj wiemy, że jądra składają się z nukleonów (protonów i neutronów). Do jednoznacznego określenia jądra wystarcza podanie liczby protonów  $Z$  i neutronów  $N$ . Całkowita liczba nukleonów  $A = Z + N$  nazywa się *liczbą masową*. Elektryczny ładunek mają tylko protony, a zatem ładunek jądra wynosi  $|e| \cdot Z$  (tu  $e$  - ładunek elektronu). Zwykle używanym symbolem jądra  $X$  o liczbie masowej  $A$  i liczbie protonów  $Z$  jest  ${}^A_Z X$ . Na przykład, jądro tlenu  ${}^{16}_8 O$  zawiera osiem protonów i osiem neutronów; jądro uranu  ${}^{238}_{92} U$  zawiera 92 protonów i  $238 - 92 = 146$  neutronów. Oczywiście, że liczba protonów  $Z$  w jądrze pokrywa się z numerem atomowym (porządkowym) pierwiastka w tablicy Mendelejewa.

Jądra o równych liczbach masowych  $A$  nazywamy *izobarami*. Jądra o tych samych wartościach  $Z$  nazywamy *izotopami*. Jądra o równej liczbie neutronów  $N = A - Z$  nazywamy *izotonami*. Jądro o określonej wartości  $A$  i  $Z$  nazywamy *nuklidem*.

### Masa i energia jąder

W fizyce jądrowej masa jądra wyraża się w jednostkach *masy atomowej*. Za jednostkę masy atomowej ( $u$ ) przyjmuje się 1/12 część masy izotopu atomu węgla  ${}^{12}_6 C$ , tj.

$$1 \text{ u} = \frac{M({}^{12}C)}{12} = 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ kg} .$$

Zgodnie ze wzorem Einsteina

$$E = mc^2 ,$$

masie  $M$  wyrażonej w kilogramach odpowiada energia wyrażona w dżulach. Na przykład, masie  $10^{-3} \text{ kg}$  odpowiada energia  $10^{-3} \cdot (3 \cdot 10^8)^2 = 9 \cdot 10^{13} \text{ J}$ . Więc jednostce masy atomowej odpowiada energia

$$1 \text{ u} \Rightarrow 1,66 \cdot 10^{-27} \cdot 9 \cdot 10^{16} \cong 1,5 \cdot 10^{-10} \text{ J} .$$

W fizyce jądrowej często jest stosowana wygodniejsza jednostka energii, zwana *elektronowoltem*. Jeden elektronowolt ( $1\text{eV}$ ) odpowiada energii, jaką uzyskuje lub traci swobodny elektron, przebywając odcinek drogi w polu elektrycznym o różnicy potencjałów  $1\text{V}$ . Ponieważ  $W = eU$ , w układzie jednostek *SI*

$$1\text{eV} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J} .$$

Więszymi jednostkami energii są megaelektronowolt ( $\text{MeV}$ ) i gigaelektronowolt ( $\text{GeV}$ ):  $1\text{MeV} = 10^6 \text{ eV}$ ,  $1\text{GeV} = 10^9 \text{ eV}$ . Zauważmy, że jednej jednostce masy atomowej odpowiada energia:  $1\text{u} \Rightarrow 931,5 \text{ MeV}$ .

Ponieważ zgodnie ze wzorem Einsteina zawsze można obliczyć  $E$ , jeżeli wiadoma jest masa jądra  $M$  i odwrotnie, to bardzo często w fizyce jądrowej masę cząstki podaje się w jednostkach  $\text{MeV} / c^2$ . Zazwyczaj opuszcza się - jako oczywisty - czynnik  $c^2$ , wyrażając masy po prostu w  $\text{MeV}$ . Na przykład, masy elektronu, protonu i neutronu są równe:

$$\text{elektron} \quad M_e = 0,511 \text{ MeV} ,$$

$$\text{proton} \quad M_p = 938,26 \text{ MeV} ,$$

$$\text{neutron} \quad M_n = 939 \text{ MeV} .$$

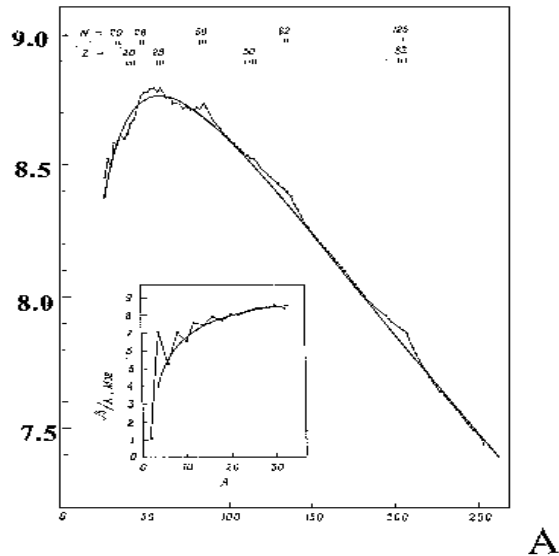
Z precyzyjnych pomiarów mas jąder wynika, że masa jądra o liczbie nukleonów  $A = Z + N$  jest zawsze mniejsza od sumy mas  $N$  neutronów i  $Z$  protonów. Ten tak zwany *defekt masy* odpowiada oczywiście energii wiązania uwalnianej podczas łączenia się nukleonów w jądro. Mówiąc inaczej, *defekt masy jest równoważny ilości energii, jaką należy zużyć na rozsuniecie* wszystkich nukleonów tworzących jądro na odległości większe od zasięgu ich wzajemnego oddziaływania. Energia wiązania jądra jest więc określona przez

$$\Delta E(Z, N) = [Z \cdot M_p + N \cdot M_n - M(Z, N)] \cdot c^2 > 0 . \quad (40.1)$$

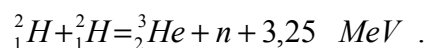
Tu  $M(Z, N)$  jest masą danego atomu. Masa elektronu wchodzi więc do bilansu.

Z pomiarów mas jąder wynika, że dla jąder z  $A > 30$  energia  $\Delta E$  wiązania jest w przybliżeniu proporcjonalna do liczby nukleonów  $A$ , tj.  $\Delta E \approx A \cdot \varepsilon$ , gdzie  $\varepsilon$  jest energią wiązania na jeden nukleon. Wartość  $\varepsilon$  znajdują się między 7,5 i 8,5 MeV.

Zależność energii wiązania  $\varepsilon = \Delta E/A$  na jeden nukleon jako funkcja  $A$  dla jąder trwałych jest przedstawiona na rysunku niżej. Przebieg zależności  $\Delta E/A$  od  $A$  decyduje o praktycznych możliwościach czerpania energii z przemian jądrowych.



Z istnienia maksimum dla  $A \approx 60$  (grupa żelaza) wynika natychmiast, że energię można zyskiwać zarówno z syntezy lekkich jąder jak i z rozszczepienia jąder ciężkich. Energia produkowana we wnętrzach gwiazd pochodzi z przemiany wodoru w hel, przy tym, na przykład



Tu 3,25 MeV jest energią, która powstaje przy syntezie izotopu helu.

Obecnie w technice wykorzystuje się rozszczepienie jąder z  $A > 230$  na dwa fragmenty o zbliżonej masie. Przy tym zyskuje się energią około 1 MeV na nukleon. W jednym procesie rozszczepienia uwalniana jest więc energia około 200 MeV. Energia ta, jako energia kinetyczna,

zostaje podzielona między fragmentami rozszczepienia ( $\sim 160 \text{ MeV}$ ), oraz neutronami, elektronami i kwantami gamma.

### Właściwości sił jądrowych

Analiza krzywej  $\Delta E / A$  pozwala wyciągnąć szereg wniosków dotyczących właściwości sił jądrowych.

1. Dodatni znak  $\Delta E / A$  dla wszystkich trwałych jąder wskazuje, że siły jądrowe są siłami *przyciągania* między nukleonami, które z nadwyżką kompensują kulombowskie odpychanie protonów między sobą.
2. Duża wartość średniej energii wiązania nukleonu ( $\approx 8 \text{ MeV}$ ) świadczy o tym, że siły jądrowe są *silne*. Na przykład, dla jądra helu ( ${}^4_2\text{He}$ )  $\varepsilon \approx 7 \text{ MeV}$ , znacznie przewyższa energią kulombowskiego odpychania dwóch protonów tego jądra ( $r = 2 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$ ), która wynosi  $U_{kul} \approx 0.7 \text{ MeV}$ .
3. Z proporcjonalności energii wiązania  $\Delta E$  jąder i liczby masowej  $A$  wynika własność *wysycenia* sił jądrowych, tj. fakt, że nukleon oddziałuje nie ze wszystkimi otaczającymi go nukleonami, a jedynie z ograniczoną ich liczbą. Istotnie, gdyby każdy nukleon jądra oddziaływał ze wszystkimi pozostałymi  $(A-1)$  nukleonami, to całkowita energia wiązania byłaby proporcjonalna do  $A \cdot (A-1) \approx A^2$ , a nie do  $A$ . Wysycenie sił jądrowych wskazuje na to, że *siły jądrowe mają krótki zasięg*.
4. Jeżeli porównamy między sobą energie wiązania dwóch jąder zwierciadlanych (tj. jąder, z których jedno powstaje z drugiego przez zamianę protonów na neutrony, i na odwrót) stwierdzimy, że ich energie są równe z dokładnością do poprawki na energię oddziaływania kulombowskiego. Na przykład:

$$\Delta E({}^3_1\text{H}) - \Delta E({}^3_2\text{He}) \approx e^2 / r = 0,75 \text{ MeV} .$$

Wynik ten świadczy o *symetrii ładunkowej* sił jądrowych, tj. siły jądrowe nie zależą od ładunku elektrycznego nukleonu.

5. Dla lekkich jąder istnieje zjawisko symetrii względem liczby protonów i neutronów, tj. dla jąder lekkich i najbardziej trwałych  $Z \approx N \approx A/2$ . Dla jąder ciężkich  $N \approx 1.5 \cdot Z$  (czyli  $Z \approx A/2,5$ ). Istnienie symetrii względem liczby protonów i neutronów dla lekkich jąder i brak tej symetrii dla ciężkich jąder wskazuje na to, że oddziaływania kulombowskie odgrywają ważną rolę w budowie ciężkich jąder.

6. Wszystkie jądra można podzielić na trzy grupy. Do pierwszej grupy należą jądra zawierające parzystą liczbę protonów i parzystą liczbę neutronów (parzysto - parzyste jądra). Cechujące się takie jądra największą stabilnością. Do drugiej grupy należą jądra mniej stabilne: nieparzysto - parzyste i parzysto - nieparzyste. Do trzeciej grupy wchodzi najmniej stabilne jądra nieparzysto - nieparzyste. Różna stabilność jąder wynika z tego, że proton i neutron posiadają spin równy  $1/2$ , a zatem są fermionami. Dla fermionów ważną rolę odgrywa zasada Pauliego. Stabilność parzysto-parzystych jąder wskazuje na to, że zjawiska związane z zasadą Pauliego odgrywają również ważną rolę w budowie jądra.

### Model kroplowy jądra

Model kroplowy jądra był jednym z pierwszych modeli, który pomógł wyjaśnić wiele zjawisk z dziedziny fizyki jądra. W tym modelu jądro wyobrażamy sobie w postaci kulistosymetrycznej kropli naładowanej cieczy jądrowej o dużej gęstości.

Ponieważ w pierwszym przybliżeniu energia wiązania jądra jest proporcjonalna do liczby masowej  $A$ , to w pierwszym przybliżeniu możemy zapisać energię wiązania w postaci

$$\Delta E = \alpha \cdot A, \quad (40.2)$$

gdzie  $\alpha$  jest współczynnikiem proporcjonalności.

Zapis ten sugeruje, że wszystkie nukleony jądra dają jednakowy wkład do energii wiązania jądra. W rzeczywistości, założenie to nie jest słuszne, ponieważ nukleony znajdujące się na powierzchni "kropli" jądrowej znajdują się w szczególnej sytuacji - są przyciągane tylko z jednej (wewnętrznej) strony. W związku z tym energia wiązania jądra powinna być mniejsza od (40.2) o wielkość proporcjonalną do powierzchni kropli, tj. do  $r^2$  (gdzie  $r$  - promień kropli). Z pomiarów promienia różnych jąder wynika, że z dużą dokładnością spełniony jest następujący związek między promieniem jądra i liczbą masową  $A$

$$r = r_0 \cdot A^{1/3},$$

gdzie  $r_0 = (1,3 \pm 0,1) \cdot 10^{-13}$  cm.

Uwzględniając energię napięcia powierzchniowego kropli, możemy zapisać energię wiązania jądra w postaci

$$\Delta E = \alpha \cdot A - \beta \cdot A^{2/3}, \quad (40.3)$$

gdzie  $\beta$  jest współczynnikiem proporcjonalności.

Następnie trzeba uwzględnić odpychanie kulombowskie protonów, które jest proporcjonalne do  $Z^2$  (siły kulombowskie nie mają właściwości wysycenia, a więc każdy z  $Z$  protonów oddziałuje ze wszystkimi pozostałymi  $(Z-1)$  protonami, co prowadzi do zależności  $Z(Z-1) \approx Z^2$ ) oraz odwrotnie proporcjonalne do  $r$ . Oddziaływania kulombowskie również zmniejszają energię wiązania, a zatem

$$\Delta E = \alpha \cdot A - \beta \cdot A^{2/3} - \gamma \cdot \frac{Z^2}{A^{1/3}}, \quad (40.4)$$

gdzie  $\gamma$  jest współczynnikiem proporcjonalności.

Na koniec, wzór ten powinien odzwierciedlać obserwowaną w przyrodzie tendencję do symetrii w budowie jąder atomowych względem liczby protonów i neutronów. Fakt ten uwzględnia się wprowadzając do wzoru na  $\Delta E$  wyrażenie postaci

$$-\zeta \cdot \frac{(A/2 - Z)^2}{A}.$$

Kwadrat w liczniku zapisany jest dla tego, że odchylenie w obydwie strony od zależności  $Z = A/2$  prowadzi do zmniejszenia energii wiązania.

Z uwzględnieniem zjawiska symetrii wzór na energię wiązania jądra wygląda następująco

$$\Delta E = \alpha \cdot A - \beta \cdot A^{2/3} - \gamma \cdot \frac{Z^2}{A^{1/3}} - \zeta \cdot \frac{(A/2 - Z)^2}{A}. \quad (40.5)$$

Ponieważ masa atomu jest powiązana z energią wiązania zależnością

$$M(Z, N) = Z \cdot M_p + (A - Z) \cdot M_n - \Delta E,$$

otrzymujemy następujący wzór na masę jądra

$$M(A, Z) = Z \cdot M_p + (A - Z) \cdot M_n - \alpha \cdot A + \beta \cdot A^{2/3} + \gamma \cdot \frac{Z^2}{A^{1/3}} + \zeta \cdot \frac{(A/2 - Z)^2}{A}. \quad (40.6)$$

Wzory (40.5) i (40.6) po raz pierwszy otrzymał Weizsäcker. Współczynniki  $\alpha, \beta, \gamma, \zeta$  wyznaczono porównując otrzymane wyrażenia z doświadczalnymi danymi. W wyniku takiego postępowania otrzymano dla współczynników następujące wartości:

$$\alpha = 15,85 \text{ MeV}, \quad \beta = 18,34 \text{ MeV},$$

$$\gamma = 0,71 \text{ MeV} \quad , \quad \zeta = 92,86 \text{ MeV} .$$

Wzór Weizsäckera dobrze odtwarza masy jąder o nieparzystych liczbach masowych  $A$  (nie tylko dla jąder trwałych, ale również dla jąder promieniotwórczych) z dokładnością do drugiego miejsca po przecinku. W przypadku jąder o parzystej liczbie  $A$  wzór ten daje jednak nieprawidłowe wartości mas. Wspominaliśmy już, że ze względu na stabilność jądra można podzielić na trzy grupy. A więc masy jąder o ustalonej parzystej liczbie masowej  $A = 2n = \text{const}$  w wyniku zmiany ładunku jądra  $Z$  o jedynek (co pociąga za sobą przejście jądra z grupy parzysto-parzystych do grupy nieparzysto-nieparzystych i na odwrót) zmieniają się nie w sposób ciągły, a skokowo. Aby otrzymany wzór odtwarzający w prawidłowy sposób masy wszystkich jąder, trzeba wprowadzić do niego jeden wyraz postaci

$$- \delta / \sqrt{A} \quad ,$$

gdzie

$$\delta = \begin{cases} + |\delta| & \text{dla jąder parzysto-parzystych,} \\ 0 & \text{dla jąder o nieparzystej liczbie } A \text{ ,} \\ - |\delta| & \text{dla jąder nieparzysto-nieparzystych.} \end{cases}$$

Porównanie ze znanymi wartościami mas jąder parzysto-parzystych daje dla współczynnika  $|\delta|$  wartość

$$|\delta| = 11,46 \text{ MeV} .$$

Wprowadzenie wyrazu z  $|\delta|$  daje możliwość z jednakową dokładnością opisać wartości energii wiązania (oraz masy) jąder zarówno o parzystej jak i nieparzystej liczbie masowej  $A$  .

### **Rozszczepienie jąder**

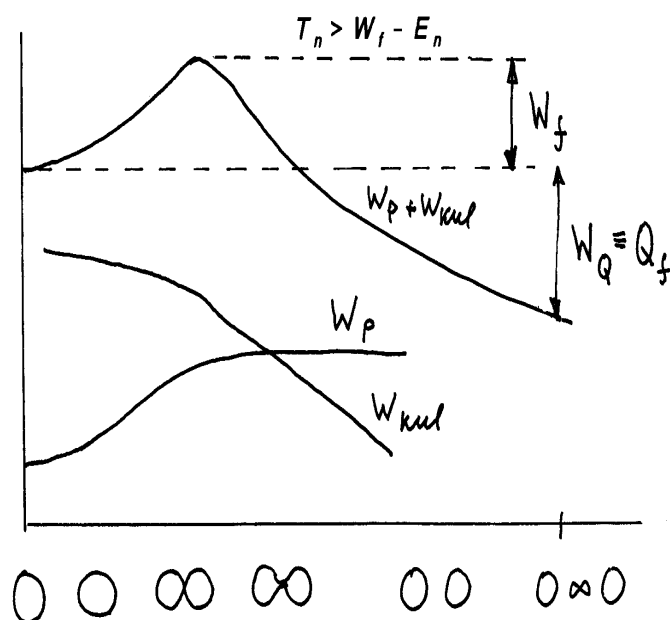
Zjawisko rozszczepienia jąder pod wpływem bombardujących neutronów zostało odkryte w 1938 roku przez O.Hahna i F.Strassmanna. Liese Meitner i R.O.Frisch w 1939 roku podali pierwszą poprawną interpretację zachodzących przy tym procesów, a wkrótce Bohr i Wheeler opracowali teorię zjawiska w oparciu o model kroplowy. 2 grudnia 1942 roku E. Fermi dokonał w Chicago pierwszej kontrolowanej reakcji łańcuchowej. Rozważmy teorię Bohra i Wheelera rozszczepienia jądra.

Założymy, że jądro w wyniku wzbudzenia, które następuje wskutek wychwytu neutronu, zaczyna wykonywać drgania. W zależności od energii wzbudzenia możliwe są wówczas dwa

przypadki. Przy małej energii wzbudzenia jądro będzie wykonywało drgania, podczas których kształt jądra będzie zmieniać się od kulistego do elipsoidalnego i na odwrót. Rolę sił sprężystych przywracających elipsoidzie początkowy, kulisty kształt, spełniają siły napięcia powierzchniowego jądra. Jeżeli energia wzbudzenia będzie wystarczająco duża, to jądro, wykonując drgania może przekroczyć krytyczny punkt granicznego odkształcenia sprężystego i przywrócenie pierwotnego kształtu jądra stanie się niemożliwe. W tym przypadku, w wyniku działania dużych sił kulombowskiego odpychania między powstałymi biegunami wydłużonego jądra, zacznie ono wydłużać się coraz bardziej i bardziej, przechodząc kolejno wszystkie stadia deformacji: kula, elipsoida, hantle, dwa fragmenty o kształcie gruszkowatym i wreszcie dwie kule. Tak więc przy małych deformacjach jądra jego energia początkowo rośnie, wskutek czego powstaje bariera energetyczna  $W_f$ . Wysokość bariery rozszczepienia (fragmentacji)  $W_f$  jest w tym mniejsza, im mniejszy jest stosunek

$$\frac{2W_{pow}}{W_{kul}} = \frac{2(\beta A^{2/3})}{\gamma Z^2 / A^{1/3}} = 2 \cdot \frac{\beta A}{\gamma Z^2}.$$

Stosunek  $Z^2 / A$  nazywa się *parametrem rozszczepienia*.





Jeśli  $Z^2/A = 49$ , to z modelu kroplowego wynika, że  $W_f = 0$ . W tym przypadku rozszczepienie takiego jądra ( $Z \approx 120$ ) powinno zachodzić samorzutnie i natychmiastowo (w czasie charakterystycznym dla procesów jądrowych). Jeżeli  $Z^2/A < 49$ , to  $W_f \neq 0$  i samorzutne rozszczepienie może zachodzić tylko dzięki kwantowemu efektowi tunelowania. Zjawisko to nazywa się *spontanycznym rozszczepieniem jądra*.

Prawdopodobieństwo rozszczepienia spontanicznego jest określone przez parametr rozszczepienia  $Z^2/A$ . Im mniejsze jest  $Z^2/A$ , tym mniejsze jest prawdopodobieństwo spontanicznego rozszczepienia. Aby jądro o parametrze rozszczepienia  $Z^2/A < 49$  rozszczepiło się szybko, należy mu uprzednio dostarczyć energię wzbudzenia przekraczającą barierę rozszczepienia

$$W > W_f .$$

Ten warunek dla wzbudzenia jądra neutronami należy zapisać w postaci

$$W = E_n + T_n > W_f ,$$

gdzie  $E_n$  jest energią wiązania neutronu w jądrze, a  $T_n$  - energia kinetyczna ruchu względnego neutronu w jądrze. Mogą tu zachodzić dwa przypadki:

1.  $E_n > W_f$  - rozszczepienie może zachodzić pod wpływem neutronów termicznych;
2.  $E_n < W_f$  - aby zaszło rozszczepienie jądra, neutrony muszą posiadać energię kinetyczną

$$T_n > W_f - E_n .$$

Z doświadczenia wiadomo, że izotop uranu  ${}_{92}^{238}\text{U}$  jest rozszczepianym przez neutrony o energii  $T_n \approx 1 \text{ MeV}$ , a izotop uranu  ${}_{92}^{235}\text{U}$  - przez neutrony termiczne. Wynika stąd, że bariera rozszczepienia jądra dla  ${}_{92}^{238}\text{U}$  wynosi:  $W_f \approx (E_n + 1) \text{ MeV}$ , a dla izotopu  ${}_{92}^{235}\text{U}$ :  $W_f < E_n$ .

Energia  $Q$  wyzwalająca się podczas rozszczepienia jądra, wydziela się głównie w dwu postaciach: w postaci energii kinetycznej fragmentów rozszczepienia  $Q_f$  i w postaci energii przemian promieniotwórczych tych fragmentów  $Q_\beta$  (wartość  $Q_\beta$  jest niewielka w porównaniu z  $Q_f$  i nie będziemy jej uwzględniać). Zatem  $Q \approx Q_f$ .

Aby obliczyć  $Q_f$  przyjmujemy, że podczas rozszczepienia jądra, wskutek wzbudzenia jądra neutronem, zachowana jest liczba masowa  $A$  i ładunek  $Z$ :

$$A+1 = A_1 + A_2 \approx A, \quad Z_1 + Z_2 = Z. \quad (40.7)$$

Energia  $Q_f$  z definicji równa jest różnicy mas dzielącego się jądra i jąder produktów (fragmentów) rozszczepienia, a więc

$$Q_f = M_j - (M_1 + M_2) = \Delta E_1 + \Delta E_2 - \Delta E_j, \quad (40.8)$$

gdzie  $\Delta E_j$  - jest całkowitą energią wiązania jądra.

Korzystając ze wzoru (40.5), bez uwzględnienia ostatniego wyrazu, który jest mały, wzór (40.8) możemy zapisać w postaci

$$Q_f = \beta \cdot A^{2/3} \cdot [1 - (A_1/A)^{2/3} - (A_2/A)^{2/3}] + \gamma \cdot \frac{Z^2}{A^{1/3}} \left[ + \frac{(Z_2/Z)^2}{(A_2/A)^{1/3}} \right]. \quad (40.9)$$

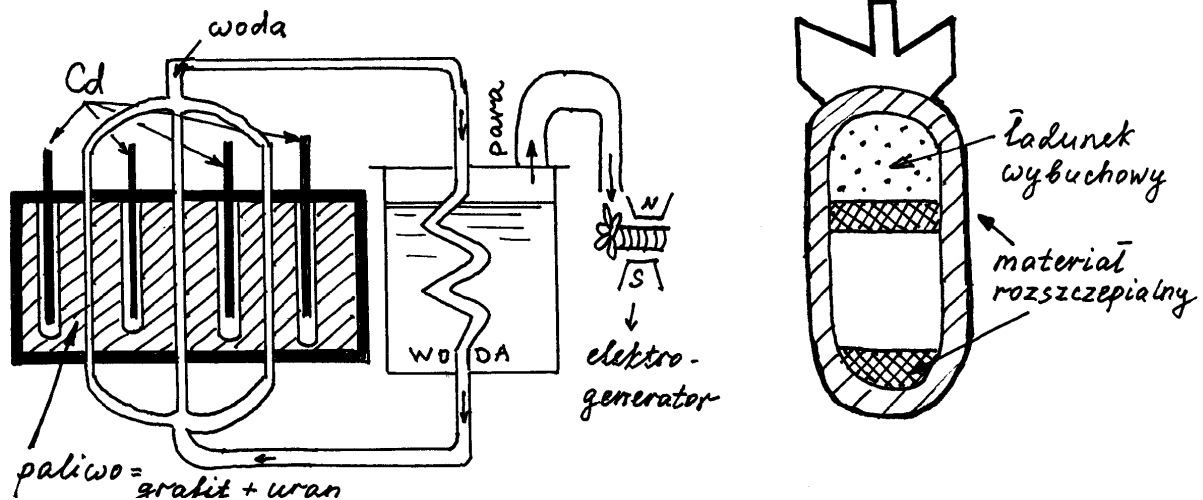
Z danych doświadczalnych wynika, że  $A_1/A_2 \approx Z_1/Z_2 \approx 3/2$ , czyli  $A_1/A = 3/5$ ,  $A_2/A = 2/5$ ,  $Z_1/Z = 3/5$ ,  $Z_2/Z = 2/5$ , a zatem

$$Q_f = \beta \cdot A^{2/3} \cdot [1 - (3/5)^{2/3} - (2/5)^{2/3}] + \gamma \cdot \frac{Z^2}{A^{1/3}} \left[ 1 - \frac{(3/5)^2}{(3/5)^{1/3}} - \frac{(2/5)^2}{(2/5)^{1/3}} \right] = -0,25 \cdot \beta A^{2/3} + 0,36 \cdot \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} \quad (40.10)$$

Ze wzoru (40.10) wynika, że energia powierzchniowa podczas rozszczepienia jądra wzrasta, a energia kulombowska maleje. Więc miarą energii wydzielanej podczas rozszczepienia jądra w postaci energii kinetycznej fragmentów jest zmiana energii powierzchniowej i kulombowskiej jądra.

Dla jądra uranu  ${}^{238}_{92}\text{U}$  łatwo obliczyć, że  $Q_f \approx 180 \text{ MeV}$ . A więc wydzielenie energii podczas rozszczepienia  ${}^{238}_{92}\text{U}$  jest uwarunkowane tym, że zmniejszenie kulombowskiej energii przekracza o  $180 \text{ MeV}$  wzrost energii powierzchniowej.

Podczas rozszczepienia jądra uwalniana jest duża ilość energii. W przypadku uranu jest ona równa około  $200 \text{ MeV}$  na jedno rozszczepienie. Z tej ilości, około  $160 \text{ MeV}$  przypada na energią kinetyczną fragmentów rozszczepienia. Hamowanie ich ruchu w materii paliwa powoduje wydzielanie się użytecznego technicznie ciepła.



Pozostała część energii rozszczepienia przypada na neutrony, kwanty  $\gamma$ , elektrony i neutrina, emitowane w następstwie rozszczepienia. W technice wykorzystane jest rozszczepienie indukowane przez neutrony. Ponieważ proces rozszczepienia jest sam źródłem neutronów, to w odpowiednich warunkach reakcje rozpadu mogą podtrzymać się same, zachodząc stałe w takim samym tempie (jak w reaktorze jądrowym) lub następować wybuchowo. Głównym paliwem w reaktorach jądrowych i bombach atomowych jest naturalny uran, występujący w postaci mieszaniny 0,7%  $^{235}_{92}\text{U}$  i 99,3%  $^{238}_{92}\text{U}$ . Jak widzieliśmy już oba izotopy różnią się podatnością na rozszczepienie pod wpływem neutronów. Ponieważ w mieszaninie naturalnej przeważa uran  $^{238}_{92}\text{U}$  rozpatrzmy jakie reakcje zachodzą w tym izotopie. Reakcje rozszczepienia  $^{238}_{92}\text{U}$  mogą powodować tylko neutrony o energiach  $> 1,4 \text{ MeV}$ . Jednak stanowią one tylko część wszystkich stojących do dyspozycji neutronów. Oprócz tego istnieje bardzo duże prawdopodobieństwo, że neutrony te utracą swą energię w następstwie hamowania (procesów rozpraszania niesprężystego). Wobec  $^{238}_{92}\text{U}$  reakcja łańcuchowa nie może się rozwinąć. Główną rolę w podtrzymywaniu reakcji łańcuchowej odgrywa  $^{235}_{92}\text{U}$ . Jednak  $^{235}_{92}\text{U}$  rozszczepia się tylko pod wpływem *termicznych neutronów* (przekrój czynny na rozszczepienie jądra  $^{235}_{92}\text{U}$  pod wpływem neutronów zależy od prędkości neutronów jako  $1/v$  (prawo  $1/v$ )). A więc dla tego żeby mogła rozwinąć się reakcja łańcuchowa trzeba jakoś dodatkowo spowolnić ruch neutronów. Hamowanie neutronów w uranie naturalnym nie jest wystarczające, aby mogła w nim występować reakcja łańcuchowa (wybuchowa). A więc uran naturalny nie jest materiałem wybuchowym nawet w dużych masach. W reaktorach, neutrony są spowalniane poza materiałem

rozszczepialnym, w specjalnie dobranych *moderatorach*, zawierających jądra wodoru (woda), deuteru (ciężka woda), węgla (grafit). Najprostszym moderatorem jest zwykła woda, która jest jednocześnie wykorzystana do odprowadzania wydzielanego ciepła. Dla takich reaktorów naturalna mieszanina uranu jest wzbogacona do około 3 % przez  $^{235}_{92}\text{U}$ . Sterowanie pracą reaktora odbywa się za pomocą prętów z materiału silnie pochłaniającego neutrony, np. kadmu, wsuwanych do rdzenia reaktora na różne głębokości. W procesie rozszczepienia uranu powstaje przeciętnie około 2,5 nowych neutronów. Jednak, nie wszyscy powstające neutrony będą wywoływały następne rozszczepienia jąder (wskutek chwywania neutronów przez  $^{238}_{92}\text{U}$ , jądra moderatora, jądra domieszek, a również wskutek ucieczki neutronów poza obszar reaktora). Dla charakterystyki reakcji łańcuchowych wprowadzają *współczynnik rozmnożenia* neutronów  $k$ , określony jako stosunek liczb neutronów w dwu następujących po sobie generacjach neutronów. Warunkiem podtrzymania reakcji łańcuchowej jest  $k \geq 1$ . Masa paliwa dla której  $k = 1$  nazywa się *krytyczną masą*. Masa ta zależy od konstrukcji reaktora, domieszek, moderatora i td. Dla tego żeby zmniejszyć ucieczkę neutronów poza paliwem, reaktor budują w postaci kuli. Promień kuli dla której  $k = 1$  nazywają *krytycznym promieniem*.

W bombie atomowej materiał rozszczepialny (uran naturalny, wzbogacony uranem - 235) dzieli się na części o masie podkrytycznej (na przykład mające postać połówek kulistych), które w celu spowodowania wybuchu łączy się nagle (na przykład za pomocą odpalenia konwencjonalnych ładunków wybuchowych) w jedną całość o masie ponadkrytycznej.

Jako ciekawostkę dodajmy, że w złożach uranowych w Oklo (Gabon, Afryka) przed około  $4 \cdot 10^8$  lat zapoczątkowała się samorzutnie reakcja łańcuchowa, która przebiegała przez następne 150 000 lat. W wyniku różnicy w czasie połowicznego zaniku obu izotopów uranu zawartość  $^{235}_{92}\text{U}$  wynosiła wówczas około 3%. Przesączenie się wody do pokładu wytworzyło warunki podobne do tych jakie panują w używanych w dzisiejszej technice reaktorach z wodą lekką. Ten wygasły już naturalny reaktor jądrowy został wykryty przez analizę zawartości  $^{235}_{92}\text{U}$  w minerałach i analizę rozprzestrzenienia izotopów będących końcowymi produktami reakcji jądrowej.