

Wykład 14

Elementy fizyki jądrowej

Właściwości jąder atomowych

Dowodów istnienia jąder atomowych dostarczyły wykonane przez Rutherforda (1911-1913) doświadczenia z rozpraszaniem cząstek α (jąder atomu helu) na foliach metalicznych. Z doświadczeń z rozpraszaniem α cząstek, a również innych cząstek (elektronów, protonów, neutronów) wynika, że jądra mają średnicę rzędu 10^{-15} m , a gęstość „substancji” jądrowej jest rzędu 10^5 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 ${}^8_{16}O$ 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 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 ${}^{12}_6C$ ($1u = 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$).

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

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

$$\begin{aligned} \text{proton} & \quad M_p = 938,26 \text{ MeV} , \\ \text{neutron} & \quad M_n = 939 \text{ MeV} . \end{aligned}$$

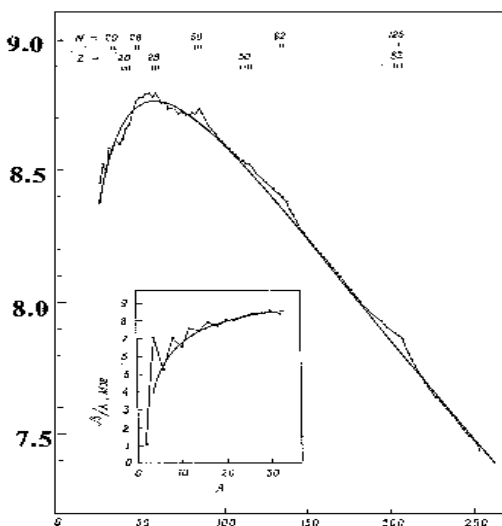
Z precyzyjnych pomiarów mas jąder wynika, że masa jądra o liczbie nukleonów $A = Z + N$ jest zawsze mniejsza od sumy mas N neutronów i Z protonów. Ten tak zwany *defekt masy* odpowiada oczywiście energii wiązania uwalnianej podczas łączenia się nukleonów w jądro. Mówiąc inaczej, *defekt masy jest równoważny 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

$$\Delta E(Z, N) = [Z \cdot M_p + N \cdot M_n - M(Z, N)] \cdot c^2 . \quad (14.1)$$

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

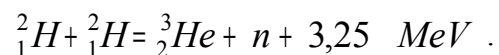
Z pomiarów mas jąder wynika, że dla jąder z $A > 30$ energia ΔE wiązania jest w przybliżeniu proporcjonalna do liczby nukleonów A , tj. $\Delta E \approx A \cdot \varepsilon$, gdzie ε jest energią wiązania na jeden nukleon. Wartość ε znajdują się między 7,5 i 8,5 MeV.

Zależność energii wiązania $\Delta E / A$ 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.



A

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. Rozważmy niektóre z tych wniosków.

- 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.
- 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 $U_{kul} \approx 0.7 \text{ MeV}$.
- Z proporcjonalności energii wiązania ΔE 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*.
- Jeżeli porównamy między sobą energie wiązania dwóch jąder zwierzciadlanych (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. Wynik ten świadczy o *symetrii ładunkowej* sił jądrowych, tj. siły jądrowe nie zależą od ładunku elektrycznego nukleonu.

Modeli budowy jądra. Liczby magiczne

Model kropłowy jądra był jednym z pierwszych modeli, który pomógł wyjaśnić wiele zjawisk z dziedziny fizyki jądra. W tym modelu jądro wyobrażamy sobie w postaci kropli naładowanej cieczy jądrowej o dużej gęstości. Zakłada się, że największy wkład w energię wiązania jądra pochodzi od silnego oddziaływania między sąsiednimi nukleonami. Na podstawie modelu kropłowego udało się prawidłowo ocenić masy, energii wiązania jąder, wyznaczyć energetyczne warunki rozpadu jąder, zbudować jakościową teorię rozszczepienia

jąder itp. Jednak do wyjaśnienia wielu zagadnień model kroplowy jest zupełnie bezużyteczny. Do zagadnień tych należą indywidualne charakterystyki jąder w stanach podstawowych i wzbudzonych: energia wiązania, spiny, momenty magnetyczny itp. Okazało się, że wymienione wyżej oraz pewne inne własności jąder zależą w szczególny sposób od liczby nukleonów jądra. Jeżeli porównamy między sobą wartości energii wiązania ϵ przypadającej na jeden nukleon dla wszystkich jąder, to okazuje się, że jądra zawierające 2, 8, 20, 28, 50, 82 lub 126 neutronów lub protonów (liczba 126 odnosi się jedynie do neutronów) mają anomalnie dużą energię wiązania (są szczególnie trwałe). Liczby te oraz jądra o tej liczbie protonów lub neutronów nazywają się *magicznymi*. Największą stabilnością odznaczają się jądra *podwójnie magiczne*, składające się z magicznej liczby protonów i magicznej liczby neutronów (np. ${}^4_2\text{He}$, ${}^{16}_8\text{O}$, ${}^{40}_{20}\text{Ca}$, ${}^{208}_{82}\text{Pb}$).

Okresowa zmiana właściwości jąder atomowych w zależności od liczby wchodzących w ich skład nukleonów przypomina okresową zmianę właściwości atomów w zależności od liczby wchodzących w ich skład elektronów. Podobnie jak jądra magiczne, atomy zawierające określoną parzystą liczbę elektronów (2, 10, 18, 36, 54, 86) są szczególnie trwałe (gazy szlachetne). Ta swoista okresowość właściwości jąder, podobna do okresowości właściwości atomów, pozwala wysunąć przypuszczenie, że w analogii do atomu - jądra atomowe mają również strukturę powłokową. Model odpowiadający temu założeniu nazywa się modelem *powłokowym* lub *modelem powłok jądrowych*.

Przemiany promieniotwórcze jąder. Prawo rozpadu promieniotwórczego

Wszystkie jądra nietrwałe, a także wszystkie jądra znajdujące się w stanie wzbudzonym ulegają samorzutnej spontanicznej przemianie, prowadzącej do zmiany składu i energii jądra. Przemiany tego rodzaju, zachodzące samorzutnie, nazywają się przemianami *promieniotwórczymi* (radioaktywnymi).

Rozróżniamy trzy główne rodzaje promieniotwórczości jądrowej: alfa, beta i gamma promieniotwórczość. Rozpadem alfa nazywamy proces spontanicznej emisji jądra ${}^4_2\text{He}$ (cząstki α) przez jądro ${}^A_Z\text{X}$. W wyniku rozpadu alfa powstaje jądro o liczbie masowej ($A - 4$) i liczbie atomowej ($Z - 2$). Rozpadem β nazywamy spontaniczny proces przemiany jądra w wyniku emisji elektronu (albo pozytonu) lub wychwytu elektronu w jądro z powłoki K atomu. Wskutek rozpadu gamma jądro nie zmienia swego składu i przechodzą ze stanu wzbudzonego do stanu o niższej energii emituje γ kwant – promieniowanie elektromagnetyczne o częstotliwości $\nu > 5 \cdot 10^{20} \text{ Hz}$ (lub $\lambda = c/\nu < 10^{-12} \text{ m}$).

Promieniotwórczość jest właściwością samego jądra i jest procesem *spontanicznym*. Dla danego jądra znajdującego się w określonym stanie energetycznym możemy określić tylko prawdopodobieństwo rozpadu promieniotwórczego λ przypadające na jednostkę czasu. Jeżeli mamy zbiór próbek z N_0 jąder promieniotwórczych, to po upływie czasu t średnia liczba aktów rozpadu promieniotwórczego wynosi

$$N = N_0 \cdot e^{-\lambda t} . \quad (14.2)$$

Wielkość λ nazywa się *stałą rozpadu*. Stała rozpadu λ stanu jądra nietrwałego jest własnością tylko stanu jądra, a więc nie zależy od czasu.

Czas, w ciągu którego średnia liczba jąder promieniotwórczych N zmniejsza się o połowę nosi nazwę *czasu połowicznego zaniku* $t_{1/2}$. Wstawiając do równania rozpadu $N = N_0 / 2$ otrzymujemy

$$t_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,69315}{\lambda} . \quad (14.3)$$

Wielkość $A = \lambda N$ nosi nazwę *aktywności*. Jednostką aktywności A jest 1 *kiur*. Jej definicja jest następująca

$$1 \text{ kiur} = 1 \text{ Ci} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ rozpadów/s} .$$

Początkowo jeden kiur był definiowany jako aktywność 1 grama radu. Tą historyczną już jednostkę zastępuje się inną jednostką

$$1 \text{ bekerel} = 1 \text{ Bq} = 1 \text{ rozpad/s} = 0,27 \cdot 10^{-10} \text{ Ci} .$$

Pod względem działania promieniowania ważniejszą rolę odgrywa zazwyczaj dawka energii udzielonej przez promieniowanie danej ilości substancji. Jej jednostką jest 1 *rad*

$$1 \text{ rad} = 10^{-2} \text{ J/kg} .$$

Rodziny promieniotwórcze. Jądrowe metody datowania obiektów geologicznych

Systematyczne badania pierwiastków promieniotwórczych występujących w przyrodzie wykazały, że pierwiastki te można ustawić w łańcuchy - zwane *rodzinami* lub *szeregami promieniotwórczymi*.

1. Pierwsza rodzina nazywa się *uranową*. Rozpoczyna się ona promieniotwórczym izotopem uranu ${}_{92}^{238}\text{U}$ o okresie połowicznego zaniku $4,5 \cdot 10^9$ lat, który ulegając rozpadowi alfa,

przekształca się w izotop toru ${}_{90}^{234}\text{Th}$. Z kolei promieniotwórczy izotop toru ${}_{90}^{234}\text{Th}$ z okresem połowicznego zaniku 24 dni przekształca się w wyniku przemiany beta w promieniotwórczy izotop protaktynu ${}_{91}^{234}\text{Pa}$ itd. Rodzina ta kończy się trwałym izotopem ołowiu ${}_{82}^{206}\text{Pb}$.

2. Druga rodzina - *aktynowa*, rozpoczyna się od drugiego promieniotwórczego izotopu uranu ${}_{92}^{235}\text{U}$, który w wyniku przemiany alfa przekształca się w promieniotwórczy izotop toru ${}_{90}^{231}\text{Th}$ z okresem połowicznego zaniku około $7 \cdot 10^8$ lat. Izotop ten w wyniku przemiany beta przekształca się w protaktyn ${}_{91}^{231}\text{Pa}$ itd. Rodzina ta kończy się innym trwałym izotopem ołowiu ${}_{82}^{207}\text{Pb}$.
3. Trzecią rodzinę - *torową*, rozpoczyna promieniotwórczy tor ${}_{90}^{232}\text{Th}$ z okresem połowicznego zaniku $1,4 \cdot 10^{10}$ lat. Rodzina ta kończy się trwałym izotopem ołowiu ${}_{82}^{208}\text{Pb}$.

Ponieważ podczas alfa rozpadu liczba masowa A zmienia się o 4, a przy beta i gama rozpadach pozostaje niezmienną, to liczby masowe wszystkich rodzin promieniotwórczych można opisać wzorem

$$A = 4 \cdot n + C,$$

gdzie n jest liczbą całkowitą, a stała C dla każdej rodziny jest taką samą.

Dla rodziny uranowej otrzymujemy: ${}_{92}^{238}\text{U} \rightarrow 238/4 = 4 \cdot (59) + 2$; ${}_{90}^{234}\text{Th} \rightarrow 234/4 = 4 \cdot (58) + 2$ itd.; a więc dla rodziny uranowej znajdujemy $C = 2$. W podobny sposób znajdziemy, że dla rodzin aktynowej: ${}_{92}^{235}\text{U} \rightarrow 235/4 = 4 \cdot (58) + 3$ $235/4 = 4 \cdot (58) + 3$, a więc $C = 3$. Dla rodziny torowej: ${}_{90}^{232}\text{Th} \rightarrow 4 \cdot (58) + 0$, a zatem $C = 0$.

Zwraca uwagę brak czwartej rodziny charakteryzującej się stałą $C = 1$. Rodzinę tą wykryto dopiero wówczas, gdy nauczono się sztucznie wytwarzać różne izotopy. Rodzina ta nazywa się rodziną *neptunową* i zaczyna się ona z izotopu neptunu ${}_{93}^{237}\text{Np}$ z okresem połowicznego zaniku $2,14 \cdot 10^6$ lat. Ponieważ wiek Ziemi jest około $4,6 \cdot 10^9$ lat, to pierwiastki szeregu neptunowego nie występują na Ziemi. Rodzina neptunowa kończy się trwałym izotopem bizmutu ${}_{83}^{209}\text{Bi}$.

Znajomość długich czasów połowicznego zaniku umożliwia stosowanie geologicznych metod datowania. Opiera się ta metoda na założeniu, że proces tworzenia minerałów zachodził w czasie bardzo krótkim w porównaniu z ich obecnym wiekiem. Jeżeli oznaczymy przez $N_1(0)$ liczbę jąder promieniotwórczych w czasie tworzenia minerału (na przykład jąder $^{235}_{92}\text{U}$), to po upływie czasu t wskutek rozpadu jąder pozostanie ich

$$N_1(t) = N_1(0) e^{-\lambda_1 t},$$

a $\Delta N_1(t) = N_1(0) - N_1(t)$ będzie równą liczbie jąder (na przykład $^{207}_{92}\text{Pb}$) które powstają przy rozpadzie jądra macierzystego, a więc

$$N_2(t) \equiv \Delta N_1(t) = N_1(0) \cdot (1 - e^{-\lambda_1 t}) = N_1(t) \cdot (e^{\lambda_1 t} - 1).$$

Czas, jaki upłynął od chwili utworzenia danego minerału wynika ze stosunku mierzonych koncentracji jąder macierzystych (^{235}U) i pochodnych (^{207}Pb) w chwili t

$$\frac{N_2(t)}{N_1(t)} = (e^{\lambda_1 t} - 1).$$

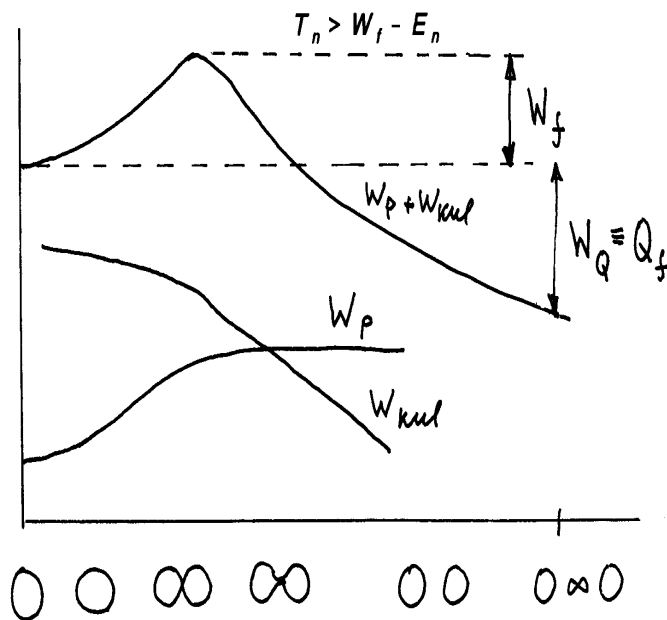
Koncentracji można zmierzyć np. metodami spektrometrii masowej. Dokładność wyznaczenia czasu jest oczywiście największa, gdy $\lambda_1 t \approx 1$, tzn. wiek minerału jest tego samego rzędu co czas połowicznego zaniku substancji macierzystej. Do datowania obiektów możemy mierzyć koncentracji nie tylko końcowych izotopów danego szeregu, a również inne izotopy szeregu. Najważniejsze przykłady rozpadów stosowanych do celów geologicznych są: $^{230}\text{Th} \rightarrow$ (alfa rozpad) \rightarrow ^{226}Ra ($t_{1/2} = 7,5 \cdot 10^5$ lat); $^{10}\text{Be} \rightarrow$ (beta rozpad) \rightarrow ^{10}B ($t_{1/2} = 1,6 \cdot 10^6$ lat); $^{40}\text{K} \rightarrow$ (beta rozpad) \rightarrow ^{40}Ar ($t_{1/2} = 1,25 \cdot 10^9$ lat) i inne. Wiek Ziemi, Księżyca oraz meteorytów w Układzie Słonecznym został określony za pomocą jądrowych metod datowania na około $4,6 \cdot 10^9$ lat.

Do datowania obiektów archeologicznych szczególnie dobrze nadaje się inny "naturalny" pierwiastek promieniotwórczy, mianowicie izotop węgla ^{14}C . Powstaje on stale w atmosferze ziemskiej pod wpływem promieniowania kosmicznego z izotopu ^{14}N i ulega ponownemu przekształceniu w azot ^{14}N w rozpadzie beta z czasem połowicznego rozpadu 5730 lat. Stosunek ^{14}C do ^{12}C w atmosferze wynosi około $1,5 \cdot 10^{-12}$. Organizmy żywe (rośliny i zwierzęta) zawierają ^{14}C w stężeniu równowagowym. Po śmierci, jądra ^{14}C ulegają

stopniowemu rozpadowi. W oparciu o aktualną aktywność można określić moment, w którym nastąpiła przerwa w przyswajaniu węgla.

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 kropłowy. 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

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

Tu $W_{pow} = \beta A^{2/3}$ - energia powierzchniowa jądra, W_{kul} - energia kulombowskiego oddziaływania protonów. Stosunek Z^2 / A nazywa się *parametrem rozszczepienia*.

Jeśli $Z^2 / A = 49$, to z modelu kropłowego jądra 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: a) $E_n > W_f$ - rozszczepienie może zachodzić pod wpływem neutronów termicznych; b) $E_n < W_f$ - aby zaszło rozszczepienie jądra, neutrony muszą posiadać energię kinetyczną $T_n > W_f - E_n$.

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

Energia Q wyzwalamąca 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_β (wartość Q_β jest niewielka w porównaniu z Q_f i nie będziemy jej uwzględniać). Zatem $Q \approx Q_f$. Z ramach modelu kropłowego jądra wynika, że

$$Q_f = -0,25 \cdot \beta A^{2/3} + 0,36 \cdot \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}}. \quad (14.4)$$

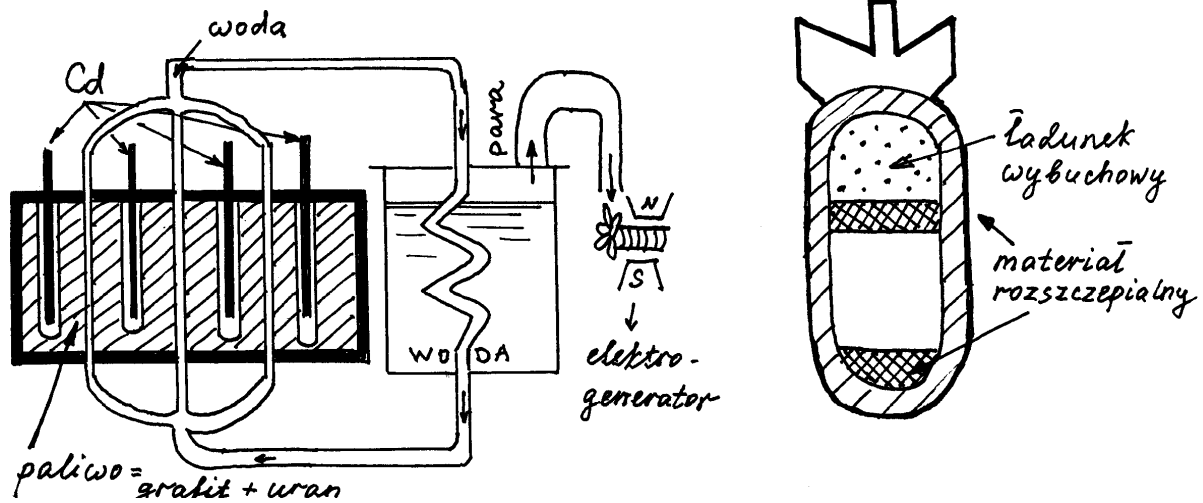
Tu $\beta = 18,3 \text{ MeV}$, $\gamma = 0,7 \text{ MeV}$ – parametry empiryczne.

Ze wzoru (14.4) wynika, że energia powierzchniowa jądra (pierwszy wyraz po prawej stronie (14.4)) podczas rozszczepienia jądra wzrasta, a energia kulombowska (drugi wyraz po prawej stronie (14.4)) maleje. Więc miarą energii wydzielanej podczas rozszczepienia jądra w postaci energii kinetycznej fragmentów jest zmiana energii powierzchniowej i kulombowskiej jądra.

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

Podczas rozszczepienia jądra uwalniana jest duża ilość energii. W przypadku uranu jest ona równa około 200 MeV na jedno rozszczepienie i przypada głównie na energią kinetyczną fragmentów rozszczepienia. Hamowanie ich ruchu w materii paliwa powoduje wydzielanie się użytecznego technicznie ciepła. 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 $0,7\%$ ${}_{92}^{235}\text{U}$ i $99,3\%$ ${}_{92}^{238}\text{U}$. Jak widzieliśmy już oba izotopy różnią się podatnością na rozszczepienie pod wpływem neutronów. Ponieważ w mieszaninie naturalnej przeważa uran ${}_{92}^{238}\text{U}$ rozpatrzmy jakie reakcje zachodzą w tym izotopie.

Reakcje rozszczepienia ${}_{92}^{238}\text{U}$ 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). Wic w ${}_{92}^{238}\text{U}$ reakcja łańcuchowa nie może się rozwinąć. Główną rolę w podtrzymywaniu reakcji łańcuchowej odgrywa ${}_{92}^{235}\text{U}$.



Jednak ${}^{235}_{92}\text{U}$ rozszczepia się tylko pod wpływem *termicznych neutronów*. 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 łączą się nagle (na przykład za pomocą odpalenia konwencjonalnych ładunków wybuchowych) w jedną całość o masie ponadkrytycznej.