Bezpieczeństwo energetyki jądrowej

Redakcja naukowa: dr hab. Marcin Smolarkiewicz, prof. SGSP bryg dr inż. Robert Piec dr Aneta Łukaszek-Chmielewska



Szkoła Główna Służby Pożarniczej

Autorzy (w kolejności alfabetycznej)

dr Aneta Łukaszek-Chmielewska st. ogn. pchor. inż. Bartosz Dorau dr inż. Magdalena Gikiewicz kpt. dr inż. Paweł Gromek mgr inż. Krzysztof Isajenko mgr inż. Adam Jaroszek Sergii Paskevych bryg. dr inż. Robert Piec mgr Barbara Piotrowska mgr inż. Iwona Słonecka dr hab. Marcin M. Smolarkiewicz, prof. SGSP dr inż. Andrzej Strupczewski, prof. NCBJ dr hab. Zygmunt Szefliński st. kpt. dr Barbara Szykuła-Piec mgr Mariusz Wiśniewski mł. ogn. dr inż. Rafał Wróbel mł. bryg. mgr inż. Przemysław Wysoczyński

Recenzja naukowa

prof. dr hab. inż. Henryk Bem dr hab. inż. Andrzej Grabowski, prof nadzw. CIOP-PIB

Przygotowanie do druku, projekt okładki

Studio Grafpa, www.grafpa.pl

Korekta

Elżbieta Przyłuska

Drukarnia:

Polski Druk Publishing Spółka z ograniczoną odpowiedzialnością z siedzibą w Pruszkowie ul. Przejazdowa 25, 05-800 Pruszków.

Wydano na licencji Creative Commons: uznanie autorstwa – użycie niekomercyjne – bez utworów zależnych 3.0 Polska

Warszawa 2017 ISBN: 978-83-88446-93-1

Wydawca

Szkoła Główna Służby Pożarniczej ul. Słowackiego 52/54, 01-629 Warszawa e-mail: wydawnictwo@sgsp.edu.pl www.sgsp.edu.pl tel. 22 561 73 83

Monografia została sfinansowana ze środków przyznanych na studia podyplomowe "Bezpieczeństwo energetyki jądrowej" związanych z realizacją zadań w ramach Programu Polskiej Energetyki Jądrowej w latach 2016–2017. Środowiskowe Laboratorium Ciężkich Jonów, Uniwersytet Warszawski

3. Elementy fizyki jądrowej

3.1. Atomowa struktura budowy materii

3.1.1. Rozmiary jąder atomowych, ładunek jądra

Atomy składają się z bardzo masywnego i bardzo małego jądra atomowego oraz znacznie większego obszaru wypełnionego elektronami. Podczas gdy atom ma średnicę rzędu 0,1 nm (10^{-10} m), to samo jadro atomowe ma rozmiar rzędu 1fm (10^{-15} m). Masa najprostszego atomu, jakim jest atom wodoru, jest 1837 razy większa od masy elektronu. Oznacza to, że elektrony wchodzą w skład atomów, ale nie decydują o ich masie. Odkrycia jąder atomowych dokonał Ernest Rutherford razem z uczniami Hansem Geigerem i Ernestem Marsdenem w latach 1908–1911 przy eksperymentach z rozpraszaniem cząstek α na cienkich foliach.

O roli elektronu w budowie atomu rozstrzygnęły eksperymenty Ernesta Rutherforda z 1911 roku [1,2]. Kiedy Rutherford rozpoczynał badania, masa elektronów ciągle pozostawała nieznana i nie można było określić, ile elektronów zawiera atom, choć wiedziano, że atomy są elektrycznie obojętne. Oznaczało to, że w atomie występuje również ładunek dodatni o nieznanej postaci. Rutherford, przeprowadził szereg pomiarów poświęconych badaniu rozpraszania cząstek (z naturalnego źródła promieniotwórczego) na foliach metalowych Au, Ag, Cu i Al (rys. 1).



Rysunek 1. Układ doświadczalny użyty w laboratorium Rutherforda do badania rozpraszania cząstek α na cienkich metalowych foliach. Detektor można było obracać zmieniając kąt Φ

Źródło: Opracowanie własne

Analiza rozkładów kątowych rozproszonych cząstek , które niekiedy obserwowano pod bardzo dużymi kątami, wymagała przyjęcia istnienia w atomie bardzo małego dodatnio naładowanego jądra, w którym skupiona byłaby niemal cała masa atomu. Siły, które mogłyby działać na cząstkę α przechodzącą przez dużą kulę o rozmiarach atomu, nie zdołałyby odchylić toru masywnej cząstki α więcej niż o 1°. Tylko zderzenie z małym bardzo ciężkim obiektem może odchylić padającą cząstkę α na duże kąty. Aby wyjaśnić wyniki pomiarów Rutherforda należało przyjąć, że rozmiary liniowe jąder są ok 4-5 rzędów wielkości mniejsze niż rozmiary atomów (rys. 2). Przykładowe bezwzględne wartości promieni jąder atomowych to: $R_{jadra He} \approx 2 \text{ fm}, R_{jadra Mg} \approx 4 \text{ fm}, R_{jadra U} \approx 7,5 \text{ fm}, \text{fm}=10^{-15}\text{m}$.



Rysunek 2. Porównanie rozmiarów wewnątrz atomu. Rozmiar powłoki elektronowej atomu ma się tak do rozmiaru jądra atomowego, jak wysokość wieży do średnicy małej monety Źródło: Opracowanie własne

Eksperymenty Rutherforda pozwoliły skonstruować współczesny model atomu składającego się z niewielkiego masywnego jądra, zawierającego cały ładunek elektryczny i niemal całą masę atomu, oraz lekkiej powłoki elektronowej, na której znajdują się elektrony, z których każdy niesie elementarny ładunek ujemny. Atom jako całość jest neutralny. Liczba elektronów na wszystkich orbitach jest więc równa ładunkowi jądra, wyrażonemu w ładunkach elementarnych (rys. 3).



Rysunek 3. Uproszczone przedstawienie modelowe wybranych lekkich atomów Źródło: Opracowanie własne

Jeśli chcemy zbudować model powłoki elektronowej atomu powinniśmy wybrać taki, który opisuje wszystkie wymienione powyżej własności atomów. Choć współczesna mechanika kwantowa opisuje zachowanie obiektów mikroświata niesłychanie precyzyjne, do zrozumienia budowy powłoki elektronowej możemy zastosować prosty poglądowy model Bohra, w którym lekkie ujemnie naładowane elektrony krążą wokół naładowanego dodatnio masywnego jądra.

3.1.2. Jądro atomowe, liczba atomowa, liczba masowa

W fizyce atomowej i jądrowej - najczęściej używaną jednostką energii jest elektronowolt

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

bądź jego wielokrotności: 1keV=10³eV, 1MeV=10⁶ eV, 1GeV=10⁹ eV. Zauważmy, że energie jonizacji atomów (energie, potrzebne dla oderwania od neutralnego atomu jednego elektronu) wynoszą od dziesiątków eV (energia jonizacji atomu wodoru – 13,6 eV) do wartości większych o kilka rzędów wielkości – potrzebnych dla uwolnienia elektronu z "głębokiej" powłoki ciężkiego atomu (90 keV dla Pb, ok. 120 keV dla U). Najważniejszy dla naszych dalszych rozważań obszar – fizyki jądrowej – sięga od keV (najniższe energie wzbudzenia jąder) do setek, czy tysięcy MeV (ok. 200 MeV to energia wydzielająca się w rozszczepieniu ciężkiego jądra, a energia potrzebna dla rozdzielenia wszystkich nukleonów wchodzących w skład ciężkiego jądra jest rzędu 2000MeV = 2GeV). Cząstki niosące znacznie wyższe energie występują w promieniowaniu kosmicznym.

Masy obiektów subatomowych wygodnie jest wyrażać w jednostkach energii. Korzystając z dobrze znanego związku E = mc² (gdzie E jest energią odpowiadającą masie m, zaś c – prędkością światła), wyrażamy masę w jednostkach MeV/ c². (uwaga: często przyjmujemy układ jednostek, w którym c = 1 i wówczas mówimy, że masę wyrażamy w MeV). W naszych rozważaniach dotyczących mas jąder (atomów pozbawionych powłoki elektronowej) oraz cząstek elementarnych będziemy się posługiwać najczęściej jednostką MeV/c² W obliczeniach należy pamiętać o odróżnianiu masy jąder od masy odpowiednich neutralnych atomów¹. Masy nuklidów wyrażane są także w jednostkach zwanych j.m.a (jednostka masy atomowej; j.m.a. = 1 masy neutralnego atomu izotopu węgla ${}^{12}_{6}C$.

$$j.m.a(1u) = 1,660566 \ 10^{-27} kg = 931,49 MeV$$

Należy zauważyć, że atomowa jednostka masy nie odbiega znacząco od masy protonu m_p = 938,27 MeV/ c^2 , czy masy neutronu m_p = 939,57 MeV/ c^2 .

Dziś wiemy, że atom nie jest obiektem elementarnym – składa się z jądra i powłoki elektronowej, a atomy poszczególnych pierwiastków są różne. Co więcej jądra atomowe też nie są obiektami elementarnymi, lecz składają się z bardziej podstawowych cząstek, protonów i neutronów, a nawet jądra atomów tego samego pierwiastka chemicznego mogą się różnić (izotopy). Atomy poszczególnych pierwiastków mają różne jądra i odpowiadające tym jądrom powłoki elektronowe. Jądra atomów poszczególnych pierwiastków zawierają całkowitą liczbę nukleonów (protonów i neutronów) w jądrach i stąd ich masy atomowe są w przybliżeniu wielokrotnościami masy wodoru, czy też jednostki masy atomowej u. Atom wodoru zawiera jeden proton w swoim jądrze i jego masę możemy przybliżać jednostką masy atomowej, zaś jądro atomu węgla zbudowane jest z sześciu protonów i sześciu neutronów (Rys. 4), dlatego też jest w przybliżeniu 12 razy cięższe od atomu wodoru. Odpowiednio atom azotu jest 14 razy cięższy od atomu wodoru, zaś atom tlenu 16 razy².



Rysunek 4. Szkic budowy wybranych jąder atomowych

Źródło: Opracowanie własne

¹ W literaturze niekiedy (np. Krane,"Introductory Nuclear Physics") jako masę nuklidu przyjmuje się masę atomu całkowicie pozbawionego powłoki elektronowej. Oznacza to równość masy jądra i masy nuklidu.

² Tak naprawdę te przybliżone proste wielokrotności masy wodoru uzyskujemy dla izotopów ¹²C, ¹⁴N, i ¹⁶O.

Liczba nukleonów (protonów i neutronów) w jądrze to liczba masowa (A), która jest liczbą całkowitą, zbliżoną do masy atomowej pierwiastka. Liczba atomowa, decydująca o właściwościach chemicznych pierwiastka, jest liczbą protonów w jądrze. Decyduje ona o ładunku jądra i jednocześnie o liczbie elektronów w powłoce atomowej. Oznacza się ją symbolem Z. Liczba neutronów jest oznaczana symbolem N.

Liczba masowa A=N+Z wskazuje, ile razy atom cięższy jest od atomu wodoru Jedynie nieliczne substancje chemiczne składają się tylko z jednego rodzaju atomów. Na ogół w przyrodzie występuje kilka rodzajów atomów mających identyczne właściwości chemiczne, ale różniących się liczbą neutronów w jądrze atomowym. Atomy o identycznych liczbach atomowych ale różniące się liczbami neutronów i liczbami masowymi, to izotopy tego samego pierwiastka. Masa atomowa pierwiastka jest średnią mas atomowych poszczególnych izotopów występujących w przyrodzie. W przypadku, gdy interesują nas właściwości jąder jako samodzielnych obiektów (a nie jąder jako składnika atomu), nazywamy je nuklidami Nuklidy oznaczamy za pomocą symboli Z^AX , gdzie wskaźnik górny A, to liczba masowa, wskaźnik dolny Z, to liczba atomowa, a symbol X informuje o nazwie pierwiastka. Przykładowo ¹⁸/₉ F oznacza nuklid, który jest jądrem fluoru o dziewięciu protonach i dziewięciu neutronach, a liczba nukleonów w jądrze wynosi 18.

3.1.3. Problem składników jądra

Znając ładunek jądra (Z) oraz jego masę (ściślej: liczbę masową A), próbowano przypisać jądru $_{Z}^{A}X$ składniki: A protonów i A-Z elektronów, co dawało prawidłowe wartości ładunku oraz masy, o której decydowałaby masa A protonów – (masa elektronów jest zaniedbywalna). Model ten okazał się sprzeczny z wiedzą o własnościach jąder z co najmniej dwóch niezależnych powodów:

 elektrony, znajdujące się w jądrze o rozmiarach rzędu kilku fm (Ax rzędu fm) miałyby -zgodnie z zasadą nieoznaczoności Heisenberga – pęd, którego nieokreśloność

$$\Delta p \ge \frac{h}{\Delta x} \approx \frac{197 MeV \cdot fm}{fm \cdot c} \approx 200 MeV / c. \text{ Elektrony (mała masa, ok 0,5 MeV)}$$

miałyby zatem wewnątrz jądra energie o *nieokreśloności* E *200 MeV*. Tymczasem elektrony, emitowane z jąder w procesie przemiany mają energie zaledwie kilku *MeV*!

– pomiary *spin*ów protonu, elektronu oraz niektórych jąder wykazały sprzeczność: jądra o parzystej liczbie A i nieparzystym Z powinny – w myśl tego modelu i kwantowych zasad sumowania momentów pędu – mieć spiny połówkowe; tymczasem np spin jądra $^{14}_{7}N$, wyznaczony eksperymentalnie jest całkowity.

Powyższe argumenty, wykluczające obecność elektronów jako składników jąder, wykorzystujące zasadę Heisenberga i pojęcie spinu, nie były dostępne w czasie, gdy doświadczenia Rutherforda wykazały istnienie jąder atomowych, o określonym ładunku Z i liczbie masowej A. W 1920 r. Rutherford wysunął hipotezę istnienia w jądrze cząstek elektrycznie obojętnych, (neutronów) o masie zbliżonej do masy protonu; ich liczba w jądrze o liczbie masowej A i ładunku Ze wynosiłaby (A-Z) Taka hipoteza była niesprzeczna ze znanymi wówczas własnościami jąder atomowych Odkrycie *neutronu* w wyniku eksperymentów Walthera Bothego i Herberta Beckera oraz Iréne Joliot-Curie i Frédérica Joliota, prawidłowo zinterpretowanych przez Chadwicka (1932 r.), potwierdziło sugestię Rutherforda Składnikami jąder atomowych są więc: proton o jednostkowym dodatnim ładunku elektrycznym i masie $m_p = 938,27$ MeV/c² i neutron elektrycznie obojętny o masie $m_n = 939,57$ MeV/c² [2,3,5].

Wracając do podstawowej charakterystyki cząstek, jaką jest ich masa, zauważmy, że masę nukleonu można *oszacować*, nie odwołując się do specjalnych eksperymentów, których celem jest *wyznaczanie* mas atomów, jąder i cząstek, w tym nukleonów (protonów i neutronów, których masy są nieco różne, ale dla przybliżonych oszacowań można mówić po prostu o masie nukleonu). W jednym gramie wodoru znajduje się liczba atomów równa liczbie Avogadro (N_A \approx 6•10²³). A ponieważ każdy atom wodoru zawiera jeden nukleon (proton) to pomijając masy elektronów i energie wiązania możemy łatwo obliczyć przybliżoną wartość masy jednego nukleonu:

$$m_N \approx \frac{1g}{6 \cdot 10^{23}} \approx 1.67 \cdot 10^{-24} g$$

Wartość oszacowana w tak prosty sposób jest bliska dobrze obecnie znanej masie protonu, $1.673 \cdot 10^{-24}$ g = 938.27 MeV/c². Dla porównania przypomnijmy, że masa elektronu, m₂, wynosi 9 1095 10^{-28} g ≈ 0.511 MeV/c².

Masa protonu, niewyobrażalnie mała w porównaniu z masami obiektów makroskopowych, jest skupiona w bardzo małej objętości, o rozmiarach liniowych rzędu 1.2 – 1.4 fm. Oznacza to, że gęstość materii w nukleonie jest rzędu

$$\rho_N \approx \frac{1.67 \cdot 10^{-24} g}{\frac{4}{3} \pi (1.2 fm)^3} \approx 2.3 \cdot 10^{14} g / cm^3 = 230 \, mln \, ton / cm^3$$

Wyprzedzając dalsze informacje o jądrach atomowych, warto dodać, że gęstość materii jądrowej, złożonej z "ciasno upakowanych" nukleonów ma podobną wartość – o kilkanaście rzędów wielkości większą od gęstości substancji, spotykanych w otaczającym nas świecie.

Dziś wiemy, że jądra atomowe składają się z protonów i neutronów, a ładunek jądra niosą tylko protony. Neutrony to cząstki neutralne o masie zbliżonej do masy protonu.

Obiekty stanowiące przedmiot fizyki atomowej i jądrowej to

 atomy składające się z masywnego, naładowanego jądra atomowego i powłoki elektronowej zawierającej liczbę elektronów odpowiadającą ładunkowi jądra wyrażonemu w ładunkach elementarnych,

- jądra atomowe będące częścią odpowiednich atomów, po pozbawieniu ich wszystkich elektronów,
- składniki jąder atomowych, czyli nukleony (protony i neutrony),
- bardzo liczne cząstki, produkowane w wyniku procesów, w których uczestniczą jądra, bądź nukleony.

3.2. Jądro atomowe i klasyfikacja przemian promieniotwórczych

3.2.1. Składniki jądra, protony i neutrony

W końcu lat 30-tych ubiegłego wieku komplet znanych cząstek stanowiły: kwant γ , elektron (e⁻) i jego antycząstka, pozyton (e⁺), proton, neutron oraz neutrino (*v*). Neutrino wprawdzie jeszcze nie było odkryte doświadczalnie, ale uznawano je za niezbędnego uczestnika procesów rozpadu β , ze względu na ciągłość widma elektronów i pozytonów. Obecnie nie ma już wątpliwości, że składniki jądra, protony i neutrony oraz liczne inne cząstki obserwowane przez fizyków nie są obiektami elementarnymi, a cząstkami, w skład których wchodzą kwarki. Uznaje się, że kwarki i leptony to fundamentalne składniki materii [4,5,6]. Tradycyjnie rozumiane cząstki elementarne, należące do grupy hadronów, uważamy teraz za układy kwarków, zaś leptony, takie jak: elektron, pozyton, neutrino oraz inne cięższe leptony i odpowiadające im neutrina są cząstkami elementarnymi niemającymi wewnętrznej struktury.



Rysunek 5. Schemat upakowania protonów neutronów w jądrze atomowym, wydzielona poza jądrem pojedyncza cząstka, to elektron emitowany w rozpadzie β Źródło: Opracowanie własne

Jądra, wchodzące w skład atomów i cząsteczek chemicznych, a zatem wszelkich substancji, występujących w przyrodzie, składają się więc z protonów i neutronów (rys. 5), a te z kolei stanowią jakby "worki" (termin zaczerpnięty z teoretycznego modelu, zwanego modelem worków kwarkowych), w których znajdują się 3 kwarki. Oddziały-

wanie między kwarkami jest bardzo silne i jego specyficzne własności sprawiają, że nie jest możliwe uwolnienie kwarków z nukleonu – są one uwięzione w nukleonie. Jądro na poziomie ponadkwarkowym jest zbiorem protonów i neutronów, zawartych w objętości o rozmiarach liniowych rzędu kilku *fm* Patrząc na jądro jak na kroplę o bardzo dużej gęstości, można przypisać jej pewną temperaturę, podobnie jak się to czyni w klasycznej teorii gazów czy cieczy. Przypomnijmy, że temperaturę można wyrażać w jednostkach

energii, dzięki związkowi $\langle \langle E_{kin} \rangle \rangle = \frac{3}{2} kT$, gdzie k jest stałą Boltzmanna; z łatwego

przeliczenia wynika, że 1MeV odpowiada 1010 K.

Zdefiniujmy kilka pojęć dotyczących jąder atomowych:

- nuklid ^A_ZX to obiekt o określonej liczbie masowej (A) i ładunku (Ze) a symbol X określa atom pierwiastka chemicznego o liczbie atomowej Z [2]. Jednocześnie Z określa liczbę prot nów w nuklidzie, A liczbę nuk eonów (protonów i neutronów). Wszędzie gdzie nie budzi to nieporozumień terminu nuklid będziemy używać zarówno dla określenia atomu, jak i odpowiedniego jądra. W przypadku, gdy rozważania mają charakter ilościowy, wymagający uwzględnienia mas, przez masę nuklidu będziemy r zumieć ma ę neu ralnego atomu pomniejszoną o różnicę między masą elektronów a ich energią wiązania.
- izotopy to nuklidy o tym samym Z, lecz różnej liczbie neutronów, a zatem o różnej liczbie masowej A np: ¹₁H, ²₁H, ³₁H to izotopy wodoru, a izotopy ołowiu (Z=82) mają liczby masowe od 196 do 214.
- izobary nuklidy o tej samej liczbie masowej A, lecz różnych liczbach atomowych, Z, np ${}^{14}_{6}C$, ${}^{14}_{7}N$, ${}^{14}_{8}O$
- izotony nuklidy o tej samej liczbie neutronów (A-Z), lecz różnych wartościach A i Z, np. ⁶₂He, ⁷₃Li, ⁸₄Be, ⁹₅B.
- izomery nuklidy o tej samej liczbie masowej A i atomowej Z lecz różniące się masą (energią) jądra. Są to stosunkowo długo żyjące stany wzbudzone nuklidów ${}^{A}_{Z}X$; oznaczamy je symbo em ${}^{A}_{Z}X^{*}$.

Zarówno jądra jak i cząstki elementarne charakteryzują się całym szeregiem wielkości, takich jak ładunek, masa, spin i wiele innych, których zbiór decyduje o własnościach "statycznych" tych obiektów, oraz określa ich własności "dynamiczne", decydujące dla procesów, w których te obiekty mogą uczestniczyć.

3.2.2. Rozmiary i kształty jąder

Rozmiary i kształty jąder stanowią ważną charakterystykę, związaną z przestrzennym rozkładem masy (czasem ładunku) w jądrach atomowych. Zdefiniowania wymaga pojęcie promienia jądra, a nawet jądra o symetrii kulistej. Rozkład gęstości (przedstawiony na rys. 6a) odpowiada obiektowi o stałej gęstości dla odległości od środka r \leq R i zerowej

gęstości dla odległości r > R. W rzeczywistości badania eksperymentalne wskazują na zależność (r) daną równaniem (1) a zwaną funkcją Fermiego (przedstawioną na rys. 6b).



Rysunek 6a i 6b. Rozkłady gęstości materii jądrowej (schematycznie) Źródło: Opracowanie własne

Rozważając procesy rozpraszania należy zdawać sobie sprawę z tego, że stosując jako "sondę" elektrony, (które jako leptony nie oddziałują silnie!), wykorzystujemy ich oddziaływanie elektromagnetyczne z polem elektrycznym w jądrze. Odstępstwo od rozpraszania na obiekcie punktowym pozwala wydedukować jaki jest kształt rozkładu ładunku w jądrze. W praktyce często postępuje się inaczej: zakładając "rozsądny" (bądź przewidywany teoretycznie) kształt funkcji rozkładu ładunku $\rho(r)$, zawierającej pewne parametry, dopasowuje się wartości tych parametrów tak, aby wyniki rozpraszania na obiekcie o takim rozkładzie gęstości były najbliższe wynikom doświadczalnym Często zadawalająco dobry opis kształtu funkcji $\rho(r)$ daje tzw. rozkład Fermiego:



Rysunek 7. Rozkłady ładunku dla jąder węgla, żelaza i złota. Rozkład ten jest równoważny rozkładowi gęstości materii protonowej Źródło: Opracowanie własne

Wiele jąder nie ma symetrii sferycznej. Najprostszym tego przykładem jest jądro ciężkiego w d u deuteron ${}^{2}_{1}H$, któremu należy przypisać kształt wydłużonej elipsoidy. W opisie kształtu jąder przy pomocy funkcji Fermiego (wzór 1) wartości parametrów, α , a i c zależą od konkretnego jądra. Rys. 7 ilustruje wyniki badania rozkładu gęstości dla jąder węgla, żelaza i złota.

Jądra o symetrii sferycznej w stanie podstawowym – to przede wszystkim tzw. jądra magiczne Należy nadmienić, że w budowie jądra, podobnie jak w budowie atomu pojawia się struktura powłokowa. Liczby nukleonów tworzące zamknięte powłoki nazywamy iczbami magicznymi Liczby magiczne, różne dla protonów i neutronów, a defi niujące zamknięte powłoki protonowe i neutronowe to:

2, 8, 20 (28) 50, 82, 126, (184) dla neutronów,

2, 8, 20 (28), 50, 82, (114) dla protonów

Poza niesferycznością jąder w stani podstawowym występują takż deformacje jąder, wywołane przez procesy poprzedzające powstanie takiego jądra (z reguły w stanie silnego wzbudzenia). Typowym przykładem jest silnie wzbudzone jądro «złożone», powstałe po rozszczepieniu jądra. Odstępstwa od sferyczności jąder wyznacza się mierząc elektryczny moment kwadrupolowy tego jądra.

Powyżej zasygnalizowano problemy, związane z badaniem rozmiarów i kształtów jąder atomowych. Dla przybliżonych oszacowań można posługiwać się prostym związkiem, wynikającym z założenia sferycznej symetrii jądra, traktowanego jako kula o jednorodnej gęstości i promieniu R (Rys 6a). Przyjmując proporcjonalność objętości jądra do liczby zawartych w nim nukleonów ($V\infty A$) możemy oczekiwać, że promień jądra, który jest proporcjonalny do pierwiastka trzeciego stopnia z objętości będzie proporcjonalny do $A^{1/3}$, czyli:

$$R = r_0 A^{1/3}$$
(2)

Gdzie r_0 jest parametrem o przybliżonej wartości ok 1,2 *fm*. Pamiętając o szacunkowym charakterze tego związku nie należy traktować parametru r_0 jako promienia nukleonu, tym niemniej wzór (2) jest wygodny dla szacowania promieni cięższych jąder [6].

3.2.3. Spontaniczne przemiany jądrowe

Spontanicznymi nazywamy procesy zachodzące samorzutnie, w odróżnieniu od reakcji, dla których niezbędne jest oddziaływanie między "pociskiem" a "tarczą". Mówimy wówczas o przemianie spontanicznej, bądź o rozpadzie.

Podstawową charakterystyką przemiany spontanicznej jest prawdopodobieństwo jej realizacji Miarą jego jest stała zaniku λ , lub jej odwrotność, czyli średni czas życia $\tau = \frac{1}{\lambda}$. W fizyce jądrowej, rozważając przemiany promieniotwórcze, często używa się innej wielkości zwanej okresem połowi znego zaniku, $T_{1/2} = \tau \ln 2$. Związki te wynikają z prawa, rządzącego przemianami spontanicznymi [5, 6]. Rozpady obiektów nietrwałych podlegają statystycznemu prawu, zwanego prawem rozpadów promieniotwórczych, któr można zapisać w postaci;

$$\Delta N = -\lambda \ N \Delta t \tag{3}$$

gdzie: $\Delta N - zmiana$ (ubytek) liczby cząstek (N) w wyniku rozpadu w ciągu czasu Δt , $\lambda - stała rozpadu, współczynnik charakteryzujący prawdopodobieństwo rozpadu$ Przechodząc do małych przedziałów czasu otrzymujemy równanie różniczkowe $<math>\frac{dN}{dt} = -\lambda N$, którego rozwiązaniem jest równanie (4) opisujące liczbę jader promieniotwórczych w zależności od czasu:

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \tag{4}$$

Po logarytmowaniu równania (4), dostajemy zależność liniową (patrz rys. 8):

$$\ln N = \ln N_0 - \lambda t \tag{5}$$



Rysunek 8. Krzywa rozpadu promieniotwórczego w skali logarytmicznej Źródlo: Opracowanie własne

Prawo to ma charakter statystyczny: określa statystycznie oczekiwaną liczbę obiektów, N, które, spośród początkowej liczby N₀, nie uległy rozpadowi w ciągu czasu t. Liczba ta podlega statystycznym fluktuacjom – niepewność statystyczna oczekiwanej wartości N wynosi \sqrt{N} . Dla dużych wartości N względna niepewność statystyczna jest zatem mała $\Delta N / N = 1/\sqrt{N}$.

Aktywnością promieniotwórczej próbki nazywamy liczbę rozpadów, zachodzących w jednostce czasu, $\frac{\Delta N}{\Delta t}$. Wzór opisujący aktywność uzyskujemy z przekształcenia wyrażenia (3).

$$A = \frac{\Delta N}{\Delta t} = -\lambda N = N_0 \lambda \ e^{-\lambda t} \tag{6}$$

Jednostki aktywności to $1Ci = 1 kiur = 3,7 \cdot 10^{10}$ rozpadów na sekundę, oraz znacznie mniejsza jednostka: 1Bq = 1bekerel = 1 rozpad na sekundę.

Do przemian spontanicznych w fizyce jądrowej zaliczamy przede wszystkim przemiany α , β , γ , przemiany polegające na spontanicznej emisji protonów, bądź neutronów, p oces spontanicznego rozszczepienia oraz rozpady nietrwałych cząstek elementarnych. W tym rozdziale zajmiemy się przemianami α β , i γ .

Najprostsza klasyfikacja przemian promieniotwórczych to podział procesów rozpadu ze wzg ędu n ilości obiektów pojawiających ę w wyniku rozpadu Najmniejsza liczba obiektów o jednoznacznie zdefiniowanych energiach to dwa ale w wyniku rozpa du może się pojawić większa ilość cząstek i wtedy podział energii między nimi jest już dowolny, co skutkuje widmami ciągłymi energii obserwowanych cząstek. Wymieńmy znane n m podstawowe sposoby rozpadu

- przemiana ; ${}^{A}_{Z}X \rightarrow {}^{A-4}_{Z-2}Y + {}^{4}_{2}He$, to rozpad dw ciałowy, w s anie końcowym mamy dwa obiekty
- pr miana β ; ${}^{A}_{Z}X \rightarrow {}^{A}_{Z+1}Y + e^{-} + \overline{\nu}_{e}$, to rozpad trójciałowy, w stanie końcowym mamy trzy obiekty, trzecią trudną w rejestracji cząstką jest antyneutrino,
- przemiana β^+ ; ${}^{A}_{Z}X \rightarrow {}^{A}_{Z-1}Y + e^+ + v_e$, to również rozpad β^+ , trójciałowy, tu emitowane jest neutrino,
- wychwyt elektronu; ${}^{A}_{Z}X + e^{-}_{pow at} \rightarrow {}^{A}_{Z-1}Y + v_{e}$ to proces dwuciałowy),
- proces wewnętrznej konwersji: ${}^{A}_{Z}X^{*} + e^{-}_{pow at} \rightarrow {}^{A}_{Z}X + e^{-}$, to emisja elektronu z powłoki atomowej nuklidu ${}^{A}_{Z}X^{*}$.

3.2.4. Rozpady β , widma β , neutrino

Głównym procesem realizowanym podczas przemiany jest spontaniczna emisja elektronów lub pozytonów, które powstają w akcie przemiany (w skład jądra elektrony ani pozytony nie wchodzą!). Symboliczny zapis procesów przemiany β podano wyżej; udział "trzeciego ciała (antyneutrina, bądź neutrina w procesach β^- i β^+ jest niezbędny zarówno ze względu na ciągły kształt widma energii elektronów), jak i ze względu na prawa zachowania (spełnienia praw zachowania pędu i energii).

We wczesnym okresie badania promieniotwórczości β sądzono, że ciągłość obserwowanego widma elektronów wynika ze strat energii w ośrodku materialnym, w którym poruszają poruszają się elektrony zanim dotrą do detektora, umożliwiającego pomiar ich energii. Staranne pomiary wykazały jednak, że już w akcie przemiany elektrony powstają z różnymi energiami. Aby nie rezygnować z powszechnie obowiązujących praw zachowania i energii należało przyjąć, że wraz z elektronem powstaję jeszcze jedna cząstka, neutralna, o bardzo małej, bądź zerowej masie. Tą trzecią cząstką nie mógł być kwant γ , cząstka o spinie całkowitym. Z zasady zachowania momentu pędu należało przyjąć, że taka cząstka musi mieć spin połówkowy. Najprostszy przypadek rozpadu β – to rozpad swobodnego neutronu: n \rightarrow p + e⁻ +?. Widać od razu, że trzecia cząstka, symbolizowana znakiem zapytania, musi mieć spin połówkowy W 1932 r. Wolfgang Pauli wysunął hipotezę istnienia cząstki neutralnej, którą nazwał neutrino, przyjmując, że ma ona masę zerową i spin równy $\frac{1}{2}$ h , oraz, że charakteryzuje się niezwykle słabym oddziaływaniem z materią, co tłumaczyło niepowodzenia prób detekcji tej cząstki. Dopiero po upływie blisko trzydziestu lat, w r. 1956 Frederick Reines i Clyde L. Cowanprzeprowadzili eksperyment, który można uważać za pierwszy, bezpośredni, eksperymentalny dowód istnienia neutrina [4]. W doświadczeniu tym wykorzystano słaby proces oddziaływania "odwrotnego" w stosunku do rozpadu β , tj. proces wychwytu antyneutrina elektronowego na protonie, $\overline{V_e} + p \rightarrow n + \beta^+$. Ze względu na bardzo mały przekrój czynny na taki proces zastosowano:

- obfite źródło antyneutrin elektronowych, jakie stanowi reaktor jądrowy,
- bardzo dużą "tarczę" protonów, wchodzących w skład ciekłego scyntylatora (ok. 1400 litrów).

Rysunek 9 przedstawia schematycznie procesy zachodzące w detektorze. Pozyton, powstający wraz z neutronem (w wyniku oddziaływania antyneutrina elektronowego z protonem), ulega spowolnieniu w materiale detektora, po czym anihiluje w procesie oddziaływania z jednym z elektronów ośrodka, w wyniku czego emitowane są dwa identyczne skorelowane kwanty γ ; wynoszą one energię po 511 keV równą dwu masom elektronu. Neutron, powstały w oddziaływaniu, ulega spowolnieniu w materiale detektora, po czym oddziałuje z jądrem kadmu, stanowiącego domieszkę, specjalnie wprowadzoną do materiału scyntylatora.



Rysunek 9. Ilustracja procesów zachodzących w detektorze neutrin w eksperymencie Reinesa i Cowana Źródło: Opracowanie własne

Przekrój czynny na oddziaływanie powolnego neutronu z jądrem kadmu jest bardzo duży w p o esie t j r akcji jądrowej pows aje silnie wzbudz ne jądro, z k ó ego następnie emitowane są kwanty γ . Czas spowalniania neutronu jest znacznie dłuższy od czasu spowalniania pozytonu – o ok. 30 µs. W eksperymencie rejestrowano opóźnione średnio o 30 µs koincydencje dwóch "grup" kwantów γ , znacznie różniących się swoją sumaryczną energią: suma energii kwantów, emitowanych po reakcji neutronu z jądrem kadmu wynosi ok. 9 *MeV*, zaś suma energii wynoszonej przez dwa kwanty z anihilacji pozytonu i elektronu wynosi zaledwie 2*m*_e, czyli 1,022 *MeV*. Wyznaczony w tym eksperymencie przekrój czynny na oddziaływanie $\overline{V}_e + p$ wyn sił zaledwie ok 10⁻¹⁹ b.

Współcześnie prowadzone są liczne eksperymenty wykorzystujące bardzo zaawansowaną technikę detekcji, w których badane są procesy słabych oddziaływań z udziałem leptonów.

W zapisi procesów przemiany $\beta^-i\beta^+$ wys ępują różne cząs i \overline{V}_e i V_e . Już w rozdz. 3.2.3 wprowadziliśmy odróżnienie neutrin i antyneutrin, przypisując im liczby leptonowe przeciwnego znaku. Istnieją przekonywujące argumenty doświadczalne, świadczące o tym, że istotnie $\overline{V}_e \neq V_e$. Obecnie nie mamy wątpliwości, że neutrina i antyneutrina wszystkich trzech rodzajów są różnymi c ąst ami: $V_e \neq \overline{V}_e$; $V_\mu \neq \overline{V}_\mu$; $V_\tau \neq \overline{V}_\tau$ (różnią się skrętnością, jako charakterystyką odróżniającą neutrino i antyneutrino)



Rysunek 10. Schemat widm energetycznych elektronów i pozytonów emitowanych w rozpadzie jądra , zaznaczone są energie maksymalne elektronów i pozytonów Źródło: Opracowanie własne

Niektóre jądra, np. ${}_{29}^{64}Cu$, mogą ulegać zarówno rozpadowi β^- jak β^+ , bądź wychwytowi elektronu (z określonym względnym prawdopodobieństwem). Rys. 10 przedstawia kształt widm energetycznych elektronów i pozytonów dla wyżej wspomnianego jądra ${}^{64}_{29}Cu$. Różnica w kształcie widm cząstek β^- i β^+ wynika przede wszystkim z różnicy znaków ich ładunków (e⁻, powstały w procesie przemiany β^- jest przyciągany przez jądro, a więc "wyhamowywany", zaś e⁺ – odpychany, nawet wyrzucony z jądra z niską energią w dużej odległości od jadra będzie miał energię podwyższoną); dodatkowo na kształt widm wpływa fakt, że w rozważanych procesach powstają *różne jądra*, a więc mamy do czynienia z różnymi stanami końcowymi [2,4,6].

Wracając do kształtu widm energii elektronów (bądź pozytonów) z rozpadu β warto zauważyć, że maksymalna energia, E_{max} odpowiada takiej konfiguracji trzech produktów rozpadu, że jądro-produkt i antyneutrino (neutrino) mają zgodnie skierowane pędy, antyrównoległe do wektora pędu elektronu (pozytonu). Wyznaczając E_{max} dla rozpadów różnych jąder β promieniotwórczych stwierdzono wyraźną korelację (ściślej: antykorelację) między maksymalną wartością energii elektronów a czasem życia jądra macierzystego. Kilka wartości okresu połowicznego zaniku i odpowiedniej energii maksymalnej podano w Tab. 1.

Rozpad	Sekwencja spinów i parzystości	T _{1/2}	E _{max} [MeV]	
$_{1}^{3}H \rightarrow _{2}^{3}He$	$\frac{1}{2}^+ \rightarrow \frac{1}{2}^+$	12,5 lat	0,19	
$^{18}_{9}F \rightarrow ^{18}_{8}O$	$1^+ \rightarrow 0^-$	1,8 godz	0,64	
${}^{11}_{6}C \rightarrow {}^{11}_{6}B$	$\frac{1}{2}^+ \rightarrow \frac{3}{2}^-$	20,4 min	0,99	
n→p	$\frac{1}{2}^+ \rightarrow \frac{1}{2}^+$	10,6 min	0,782	
$^{14}O \rightarrow ^{14}N$	$0^{\scriptscriptstyle +} \rightarrow 0^{\scriptscriptstyle +}$	71,4 s	1,812	
⁶ He→ ⁶ Li	$0^+ \rightarrow 1^+$	0,813 s	3,50	

Tabela 1. Wybrane parametry rozpadów

Źródło: Opracowanie własne

Widać, że stosunkowo niewielkim różnicom w E_{max} odpowiadają ogromne różnice wartości $T_{1/2}$. Zadaniem teorii rozpadu β jest ilościowy opis kształtu widma elektronów oraz prawdopodobieństwa rozpadu, $\gamma = 1/\tau$.

3.2.5.Przemiana γ

Przemianę γ możemy zapisać jako: ${}_{Z}^{A}X^{*} \rightarrow {}_{Z}^{A}X + \gamma$. Jest to emisja kwantu γ ze wzbudzonego jądra. Intensywności linii γ to miara cząstkowych prawdopodobieństw konkretnych przejść; są one odwrotnie proporcjonalne do średnich parcjalnych czasów życia dla

odpowiednich stanów wzbudzonych. Typowe czasy życia ze względu na procesy elektromagnetyczne w jądrach wynoszą $10^{-16} - 10^{-15}$ s., ale zdarza się często, że jądro w danym stanie przebywa (średnio) znacznie dłużej. Zjawisko obserwowanych niekiedy bardzo długich czasów życia w stanach wzbudzonych nosi nazwę izomerii jądrowej.

Przejście γ może nastąpić tylko wówczas, gdy jądro jest w stanie wzbudzonym, zatem emisja występuje po innych procesach, prowadzących do wzbudzenia jadra, np. po oddziaływaniu (zderzeniu) z innym obiektem, bądź po rozpadzie α czy β , w którym jądro pochodne powstaje w stanie wzbudzonym. Czasy życia jąder w stanach wzbudzonych są – jak już wspomniano – na tyle krótkie, że mówi się niekiedy niezbyt ściśle, iż emisja γ "towarzyszy" przemianie α czy β , choć w istocie następuje po niej

Przemianom γ może towarzyszyć proces wewnętrznej konwersji, w którym zamiast emisji kwantu γ obserwowana jest emisja elektronu. Wewnętrzna konwersja jest procesem konkurencyjnym. Wzbudzone jądro, zamiast emitować kwant γ oddziałuje bezpośrednio z jednym z elektronów powłoki atomowej (z reguły jest to elektron z głębokiej powłoki – K czy L), w wyniku czego, elektron zostaje uwolniony z więzów i opuszcza atom z określoną energią, wynikającą z bilansu energii dla tego procesu. Eksperymenty pokazują, że konwersja wewnętrzna nie jest procesem dw etapowym, choć począ kowo zakładano taki mechanizm, gdzie w pierwszym etapie mamy emisję kwantu γ , a następnie jego oddziaływanie z elektronem powłoki i – w konsekwencji – zniknięcie kwantu γ i emisję elektronu w procesie analogicznym do zjawiska fotoelektrycznego. Współczynnik wewnętrznej konwersji³ dla danego przejścia określamy jako stosunek liczby emitowanych elektronów wewnętrznej konwersji do liczby kwantów γ ,

$$\alpha = \frac{N_{e^-}}{N_{\gamma}} = \frac{\lambda_{e^-}}{\lambda_{\gamma}} \tag{7}$$

Stosunek liczby emitowanych elektronów wewnętrznej konwersji do liczby kwantów γ jest równy stosunkowi odpowiednich stałych rozpadu. Współczynnik ten wynosi zero, gdy wewnętrzna konwersja wcale nie zachodzi.

Ponieważ w wyniku przemiany γ powstają dwa obiekty – jadro w stanie podstawowym i foton γ , zatem jest to proces dwuciałowy i widma energii kwantów γ , emitowanych ze wzbudzonych jąder są *dyskretne* (rys. 11a); położenie linii w skali energii jest charakterystyczne dla danego nuklidu.

Jak pokazuje wybrany przykład w procesie samej emisji kwantu γ nuklid nie zmienia swojego składu nukleonowego, zmienia się tylko stan energetyczny jądra; przechodzi ono do stanu o niższej energii wzbudzenia, lub do stanu podstawowego. Poszczególne linie γ odpowiadają przejściom między określonymi, dyskretnymi poziomami energii (Rys. 11b). Różne przejścia realizowane są z różnymi intensywnościami, przy czym nie wszystkie możliwe do pomyślenia przejścia (z każdego poziomu na każdy niższy) są realizowane. W przykładzie rozpadu ⁶⁰Co pokazanym na rys. 11, praktycznie nie jest reali-

³ Niekiedy współczynnik konwersji wewnętrznej bywa definiowany jako $\alpha = N_{e^-} / (N_{e^-} + N_{\gamma}).$

zowane przejście γ o energii 2505,7 keV ze stanu 4⁺ do stanu podstawowego ze względu na dużą różnicę spinów.



Rysunek 11. a) Widmo promieniowania emitowanego w rozpadzie z nuklidu ⁶⁰Co, obserwowane w detektorze Ge(Li) (niskoenergetyczna część widma odpowiada oddziaływaniom komptonowskim), b) Schemat przejść pomiędzy poziomami energetycznymi w ⁶⁰Ni

Źródło: Opracowanie własne

Znajomość spinów i parzystości tych poziomów, między którymi realizowane są przejścia γ , pozwala zauważyć pewne regularności, dotyczące intensywności emitowanych kwantów. Warto od razu zauważyć, że przejście γ między poziomami, z których każdy ma spin zero, jest niemożliwe, ponieważ kwant γ ma spin równy jedności: przejście ze stanu początkowego o spinie zero do stanu końcowego, w którym występowałby zerowy spin nuklidu i jednostkowy spin kwantu jest wzbronione przez prawo zachowania momentu pędu.

Energie wzbudzenia, liczone od poziomu podstawowego, zawierają się w przedziale od ułamków MeV, do kilkunastu MeV. Dla przejść, następujących po przemianie α , energie kwantów γ są niewielkie, zazwyczaj $E \le 0.5 \text{ MeV}$; wartości E po przemianie β są zazwyczaj większe (do 2 ÷ 2,5 MeV). Powyższe obserwacje można wyjaśnić znając mechanizm i teorię rozpadów α i β .

3.2.6. Rozpady α

Rozpad jądra z emisją cząstki α (${}_{2}^{4}He$) jest procesem dwuciałowym, co stwierdzono badając widma energii cząstek α , emitowanych z jąder promieniotwórczych, które okazały się być dyskretnymi. Schematyczny szkic takiego widma ilustruje Rys. 12a. Widma te są liniowe, zaś obecność kilku linii, odpowiadających określonym energiom cząstek α , wskazuje na to, że jądro pochodne może po przemianie znajdować się w różnych stanach energetycznych (Rys. 12b). Różnice między energiami cząstek α są całkowicie zgodne z energiami kwantów γ , emitowanych następnie ze stanów wzbudzonych jądra pochodnego.



Rysunek 12. Schematyczne przedstawienie widma energetycznego cząstek oraz odpowiadających mu przejść (rozpadów)

Źródło: Opracowanie własne

Uwaga:

Jeżeli dany nuklid może emitować w rozpadzie kilka "linii α " (jak to ma miejsce w przeważającej liczbie przypadków), to można rozważać czas życia ze względu na emisję cząstki α o określonej energii. Stała zaniku, jako miara prawdopodobieństwa rozpadu, jest sumą stałych zaniku ze względu na emisję cząstek o określonej energii:

$$\lambda = \Sigma \lambda_i$$
, albo: $\frac{1}{\tau} = \sum_i \frac{1}{\tau_i}$ (8)

Odpowiednie wartości τ_i nazywamy parcjalnymi czasami życia. Zadaniem teorii przemiany jest między innymi wyjaśnienie bardzo silnej zależności prawdopodobieństwa rozpadu od energii emitowanych cząstek α .

Już w początkowym okresie badania promieniotwórczości stwierdzono korelację między okresami połowicznego zaniku ($T_{1/2}$) jąder α – promieniotwórczych a energią emitowanych cząstek α . Stwierdzono ponadto, że energie cząstek α zmieniają się w niewielkim zakresie, od kilku do ok. dziesięciu MeV, natomiast czasy życia mieszczą się w ogromnym przedziale od ok. 10⁻⁶ s do 10¹⁷ s.

Rozważając bilans energii w rozpadzie α należy pamiętać, że w stanie końcowym jądro pochodne wynosi pewną energię kinetyczną – energię odrzutu. Jądro macierzyste $\binom{A}{Z}X$ rozpada się z reguły ze stanu podstawowego, nawet jeżeli powstało ono w stanie wzbudzonym w wyniku jakiegoś poprzedniego procesu. Na ogół przejście elektromagnetyczne do stanu podstawowego następuje zanim zostanie zrealizowany rozpad α . Rzadkim wyjątkiem jest sytuacja, gdy czas życia ze względu na rozpad α jest na tyle krótki, aby przemiana α mogła "wyprzedzić" przejście γ . Cząstka α , emitowana ze stanu wzbudzonego jądra macierzystego, ma wówczas energię większą od cząstki α , emito-

wanej ze stanu podstawowego (ze względów historycznych takie cząstki α nazywa się cząstkami "długozasięgowymi").

3.2 7 Zastosowania izotopów promieniotwórczych

Atomy, których jądra są izotopami promieniotwórczymi mają własności chemiczne ba dzo podobne do atomów o odpowiednich jądrach trwałych (to samo Z, różne A) Umożliwia to ich wykorzystywanie w metodzie znakowania; pierwiastek promieniotwórczy może zastąpić w cząsteczce chemicznej odpowiedni pierwiastek trwały, uczestnicząc następnie w procesach chemicznych, czy w szczególności biochemicznych [3] (np. radio kt wny izotop węgla może zastąpić izotop stab lny). Pozwala to następnie śledze nie losów znakowanych cząsteczek w organizmie – poprzez rejestrację elektronów, bądź kwantów γ emitowanych z rozpadu radioaktywnego pierwiastka.

Cieka e zastosowanie w diagnostyce medycznej mają izotopy rozpadające się na drodze p zemia y β^+ [3] Taki izotop, "wbudowany" w cząsteczkę emituje pozyton, który – po przebyciu niewielkiej odległości – zostaje zahamowany i ulega anihilacji z napotka ym w ośrodku elektronem ($e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$); każdy z kwantów γ , emitowanych kolinearnie w przeciwnych kierunkach, wynosi energię 0,511 MeV. Rejestracja takich kwantów γ określa "osie emisji" zwane liniami odpowiedzi, których przecięcia wyznaczają obszar koncentracji źródeł, czyli wprowadzonego do organizmu izotopu β^+ promieniotwórczego

Innym ważnym zastosowaniem izotopów promieniotwórczych jest datowanie szczątków organicznych, w których występują atomy węgla [5]. Żywy organizm (zwierzęcy y rośli ny) uczestniczy w ustawicznej wymianie energii i materii z otoczeniem. Podtrzymaniu życia, czy wzrostowi rośliny towarzyszy przyswajanie oraz wydalanie substancji zawierających atomy węgla. W dwutlenku węgla, przyswajanym przez rośliny, występuje nie tylko ${}^{12}_{6}C$, lecz także izotop ${}^{4}_{6}C$, stanowiący niewielką, lecz stałą (w skali dziejów Ziemi) domieszkę. Po śmierci (np ścięciu drzewa, przerobieniu włókien roślinnych na nici i tkaniny) wymiana materii z otoczeniem ustaje i – z biegiem czasu – względna zawartość izotopu ${}^{14}_{6}C$ zmniejsza się. Pomiar aktualnej aktywności próbki, bądź jej analiza izotopowa i wyznaczenie stosunku ${}^{14}_{6}C_{-}{}^{12}_{6}C$ pozwala obliczyć czas, jaki upłynął od "śmierci" próbki, np. wyprodukowania badanej tkaniny czy drewnianego przedmiotu. Okres połowicznego zaniku promieniotwórczego izotopu węgla (ok. 5570 lat) jest szczególnie dogodny dla datowania szczątków sprzed kilku tysięcy lat. Willard Libby za zaproponowanie tej metody badań otrzymał w 1960 r. nagrodę Nobla.

W geologii i mineralogii dla oznaczania wieku skał wykorzystuje się pomiary stosunku zawartości ołowiu do uranu (pierwiastki: początkowy i końcowy w łańcuchu uranowym). Inną metodą jest badanie zawartości "uwięzionego" w minerale helu, którego jądro – cząstka α jest produktem rozpadu szeregu jąder w łańcuchach promieniotwórczych. Pierwiastki promieniotwórcze mogą być także stosowane w przemyśle. Emitery kwantów gamma mogą służyć do prześwietleń materiałów przemysłowych analogicznych do prześwietleń rentgenowskich. Dzięki wysokim energiom kwantów gamma można wykrywać anomalie w masywnych wyrobach przemysłu (rury, spawy, bloki metalu etc.).

Wyżej zasygnalizowane przykłady nie wyczerpują listy możliwości zastosowania i wykorzystania jąder promieniotwórczych w różnych dziedzinach nauki i techniki.

3.3. Energie wiązania jąder i inne przemiany jądrowe

W rozdziale drugim zajmowaliśmy się niemal wyłącznie przemianami α , β i γ . Należy zauważyć, że możliwy jest proces spontanicznej emisji protonu, bądź neutronu z nuklidów odległych od ścieżki stabilności. Nie będziemy zajmować się szczegółowo tymi, dosyć rzadkimi, procesami. Znany i ważny jest jeszcze jeden proces przemiany spontanicznej, której mogą podlegać najcięższe jądra, mianowicie spontaniczne rozszczepienie, którego głównym elementem jest podział jądra na dwa średnio-ciężkie fragmenty. Ze względu na podobieństwo tego procesu do reakcji rozszczepienia wywołanej (np. przez powolny neutron) będzie on omówiony w następnym rozdziale.

Zdarza się, że produkt rozpadu spontanicznego jest również promieniotwórczy i rozpada się ze stałą zaniku, na ogół inną niż substancja macierzysta. Mamy wówczas do czynienia z rozpadem sekwencyjnym (sukcesywnym). W rozpadzie sekwencyjnym jadro macierzyste 1 rozpada się ze stałą rozpadu λ_1 , tworząc jądro 2, które z kolei rozpada się ze stałą rozpadu λ_2 , tworząc jądro 3 itd.

W przemianach sekwencyjnych często przeplatają się rozpady różnych rodzajów. Przemiany α i β często przedstawia się graficznie w postaci strzałek na płaszczyźnie (Z, N), bądź (Z, A); długość i kierunek strzałki informują o zmianie liczby protonów i neutronów w nuklidzie w wyniku danej przemiany (rys. 13).



Rysunek 13. Ilustracja graficzna rozpadów α i β na płaszczyznach (Z,N) i (Z,A) Źródło: Opracowanie własne

Jądro, powstające w wyniku przemiany promieniotwórczej, może być również niet wałe – promieniotwórcze. Daje to na wykresie sekwencję strzałek, widocznych na rys. 13. Zdarza się, że jądro może ulegać rozpadowi bądź α , bądź β , (z określonym względnym prawdopodobieństwem) co ilustrują w doczne na rys 13 rozgałęzienia. W przypadku występowania różnych kanałów rozpadu należy pamiętać, że prawdopodobieństwo rozpadu takiego jądra jest sumą prawdopodobieństw rozpadów na wszystkich możliwych drogach, a zatem:

$$\lambda_{tot} = \Sigma \lambda_i \tag{9}$$

co oznacza, że nuklidy mające wiele kanałów rozpadu mają na ogół krótsze czasy życia, niż te z pojedynczymi możliwościami.

3.3.1. Masy i energie wiązania jąder – deficyt masy

Pomiary mas jąder M(Z, A) prowadzą do stwierdzenia, że różnica między sumą mas składników a masą złożonego z nich jądra jest wielkością różną od zera, dodatnią, różną dla różnych jąder. Wielkość tę określamy jako energię wiązania jądra (wyrażoną w MeV) [4,5]

$$B = m_n \cdot N + m_p \cdot Z - M(Z, A) \tag{10}$$

gdzie m_n , m_p i M (Z,A) oznaczają masy, odpowiednio: neutronu, protonu i masy jądra, wyrażone w MeV/c^2 Energię wiązania można określić jako ilość energii, koniecznej do pełnego rozbicia jądra na wszystkie jego składniki. Na przykład energia wiązania deuteronu (jądra ²₁H) wynosi 2,224 MeV (wielkość tę można wyznaczyć z analizy energetycznej procesu fotorozszczepienia deuteronu

 $\gamma + {}^2_1 H \rightarrow p + n$. Energia wiązania cząstki (jądra He) wynosi około 27 MeV.

Często rozważa się wartość energii wiązania przypadającej – średnio – na jeden nukleon, B/A (rys 14) [5]. Energię niezbędną dla oderwania od jądra jednego nukleonu (neutron, proton), z reguły różniącą się od wielkości B/A, nazywamy energią separacji neutronu (S_n) czy protonu (S_p). Energię separacji definiuje się jako różnicę między sumą masy "odrywanej" cząstki i pozostałego jądra, a masą jądra początkowego:

$$S_n = m_n + M(Z, A - 1) - M(Z, A)$$
(11)

$$S_p = m_p + M(Z-1, A-1) - M(Z, A)$$

Rys. 19 przedstawia średnią energię wiązania (przypadającą na jeden nukleon) w zależności od liczby masowej A. Mimo pewnych nieregularności, można sformułować następujące wnioski z przebiegu zależności B/A w funkcji A:

 fakt, że energie wiązania są dodatnie – (mimo odpychania kolumbowskiego między protonami) świadczy o istnieniu silnych oddziaływań przyciągających, działających między nukleonami,

- dla małych liczb masowych wartość B/A rośnie szybko z liczbą nukleonów A (każdy "nowododany" nukleon wzmacnia wiązanie),
- dla średnich liczb masowych wzrost staje się coraz wolniejszy aż do szerokiego maksimum (średnio ciężkie jądra z obszaru A~60, mają tę samą energię wiązania przypadającą na jeden nukleon). Świadczy to o krótkim zasięgu sił oddziaływania nukleon-nukleon (N-N) gdyż "nowo-dodane" nukleony nie oddziaływują już praktycznie z odległymi nukleonami w centrum. Efekt ten nazywamy "wysycaniem sił jądrowych",
- dla ciężkich jąder wartość B/A powoli maleje, co świadczy o wzmagającej się roli kulombowskiego odpychania między coraz liczniejszymi protonami.



Rysunek 14. Średnia energia wiązania na jeden nukleon jako funkcja A dla jąder trwałych Źródło: Opracowanie własne

Wyżej opisane obserwacje dotyczą "wygładzonego" przebiegu zależności B/A od liczby masowej A. Tymczasem bliższe przyjrzenie się wartościom B/A dla poszczególnych A (rys. 14) wykazuje odstępstwa od gładkiego przebiegu. Liczne lokalne maksima wskazują na jądra szczególnie silnie związane, co świadczy o strukturze powłokowej jąder, analogicznej do powłok elektronowych w atomach.

3.3.2. Ścieżka stabilności

Każdy nuklid, o określonej liczbie protonów Z i liczbie neutronów N, można przedstawić na płaszczyźnie (Z, N) w postaci punktu. Zbiór tych punktów, odpowiadających znanym nuklidom układa się w pewną "ścieżkę", której część wewnętrzna – środkowa – odpowiada trwałym nuklidom (Rys. 15). Nad ścieżką znajdują się jądra promieniotwórcze, o nadmiarze neutronów ulegające rozpadowi β^- , zaś pod nią – jądra protono-nadmiarowe ulegające rozpadowi β^+ lub wychwytowi elektronu [2,6]. Ścieżka ma początkowo kierunek zbliżony do dwusiecznej płaszczyzny (Z,N), zaś dla cięższych jąder ulega stopniowemu odchyleniu ku górze. Początkową część ścieżki stabilności, dla małych wartości Z i N, można przybliżyć prostą o równaniu N=Z. Obserwację tę można wyjaśnić tym, że zarówno protony jak neutrony są fermionami, a zatem podlegają zakazowi Pauliego, dopuszczającego występowanie w tym samym stanie tylko jednego fermionu danego rodzaju (jest to analogiczna reguła jak ta dopuszczająca tylko jeden elektron w stanie kwantowym określonym zdefiniowanymi liczbami kwantowymi).



Rysunek 15. Ścieżka stabilności Źródło: Opracowanie własne

Konstruowanie "lekkiego" stabilnego jądra przez dodawanie kolejnych nukleonów preferuje zatem "równomierne" dodawanie protonów i neutronów; zachwianie tej równomierności osłabiłoby wiązanie układu – aż do utraty stabilności (dla jąder o większych liczbach A=N+Z istotną rolę odgrywa krótkozasięgowość oddziaływań nukleon-nukleon oraz odpychanie kulombowskie protonów, co prowadzi do nieliniowości wykresu N-Z). Jądra α -promieniotwórcze znajdują się w części "ścieżki", odpowiadającej ciężkim jądrom. Kształt i lokalizacja "ścieżki stabilności" wskazują na to, że nuklidy, występujące w przyrodzie mają w przybliżeniu równe liczby protonów i neutronów. Dla cięższych jąder, zawierających zarazem więcej protonów można oczekiwać kulombowskiego odpychania między naładowanymi nukleonami, co prowadzi do osłabienia wiązania nukleonów w jądrze; jądra o liczbie neutronów większej od liczby protonów kompensują w pewnym stopniu odpychanie kulombowskie silnymi przyciągającymi oddziaływaniami większej liczby neutronów. Proces rozpadu β^- z punktu widzenia składu nukleonowego jądra – prowadzi do zamiany jednego neutronu na proton. W takim wypadku zrozumiałe jest więc grupowanie się nuklidów β^- promieniotwórczych na peryferiach ścieżki stabilności, odpowiadających nuklidom o nadmiarze neutronów w porównaniu z trwałymi jądrami. Podobne rozumowanie wyjaśnia grupowanie się jąder β^+ promieniotwórczych pod główną linią ścieżki stabilności (Rys. 15).

Kształt ścieżki stabilności implikuje częstość występowania nuklidów ze względu na ich skład neutronowo – protonowy. Podstawową obserwacją jest tu stwierdzenie, że wśród 264 trwałych nuklidów dominują te, które zawierają parzystą liczbę zarówno protonów jak i neutronów. Jest ich 165. Tylko 5 jąder trwałych ma nieparzystą liczbę neutronów i nieparzystą liczbę protonów $\binom{2}{1}H, \frac{6}{3}Li, \frac{10}{5}B, \frac{14}{7}N, \frac{50}{23}V$. Liczby jąder trwałych parzysto-nieparzystych (parzyste Z i nieparzyste N) oraz nieparzysto-parzystych wynoszą po kilkadziesiąt. Z obserwacji tej wnosimy, że szczególnie silnie (trwale) związane są jądra, w których każdy nukleon ma "swoją parę" (pp, nn).

3.3.3. Szeregi promieniotwórcze

Na Rys. 16 przedstawiono łańcuch («rodzinę») promieniotwórczą uranowo-radową. Istnieją cztery takie rodziny promieniotwórcze; ich liczba wynika stąd, że cząstka składa się z czterech nukleonów, a tylko rozpad α zmienia liczbę nukleonów (właśnie o cztery!); cztery możliwe łańcuchy promieniotwórczych pierwiastków mogą mieć zatem liczby masowe, A =4k, 4k+1, 4k+2, 4k+3, gdzie k jest liczba całkowitą (por. tabela 2). W tabeli 2 podano kilka charakterystyk czterech łańcuchów jąder promieniotwórczych.



Rysunek 16. Łańcuch promieniotwórczy uranowo-radowy (A=4k+2) Źródło: Opracowanie własne

Okresy połowicznego zaniku jąder początkowych w każdym z łańcuchów promieniotwórczych są długie; łańcuch o najkrótszym czasie życia jądra początkowego został odkryty najpóźniej właśnie dlatego, że jądro macierzyste ²³⁷Np "żyje" stosunkowo krótko – w skali wieku Ziemi. Jądra trwałe, kończące każdy z łańcuchów, są jądrami o magicznej liczbie protonów, lub neutronów.

Nazwa łańcucha	A	T _{1/2}	Pierwsze jądro	Jądro	kończące sz	zereg
		[lat]	szeregu	nazwa	Ζ	Ν
torowy	4k	1,4·10 ¹⁰	$^{232}_{90}Th$	$^{208}_{82}Pb$	82	126
neptunowy	4k+1	2,2.106	²³⁷ ₉₃ Np	$^{209}_{83}Bi$	83	126
uranowo-radowy	4k+2	4,5·10 ⁹	$^{238}_{92}U$	$^{206}_{82}Pb$	82	124
uranowo-aktynowy	4k+3	7,2·10 ⁸	$^{235}_{92}U$	$^{207}_{82}Pb$	82	127

Tabela 2. Wybrane parametry szeregów promieniotwórczych

Źródło: Opracowanie własne

Dla łańcucha kolejnych przemian promieniotwórczych można zapisać układ równań różniczkowych określających zmiany w czasie liczby odpowiednich jąder:

$$\frac{dN_0}{dt} = -\lambda_0 N_0 , \qquad \frac{dN_i}{dt} = N_{i-1}\lambda_{i-1} - N_i\lambda_i$$
(12)

gdzie pierwszy człon po prawej stronie odpowiada powstawaniu jąder N_i w wyniku rozpadu jądra poprzedzającego w łańcuchu, zaś drugi człon odpowiada rozpadowi jąder N_i . Rozwiązanie układu takich równań pozwala znaleźć liczbę jąder N_i w funkcji czasu, oraz znaleźć *stan równowagi dynamicznej* układu, osiągany po dostatecznie długim czasie, co odpowiada ustalonym stosunkom aktywności promieniotwórczej kolejnych członów łańcucha;

$$\frac{dN_i}{dt} \cong N_i \lambda_i = const \tag{13}$$

Stan taki nazywamy stanem równowagi wiekowej, który jest osiągany po bardzo długim czasie, gdy substancja macierzysta ulega rozpadowi znacznie wolniej od pozostałych członów łańcucha. Aktywność substancji pochodnej nie może przekroczyć aktywności substancji macierzystej. W szeregu uranowo radowym poprzedzające nuklidy mają coraz dłuższe okresy połowicznego zaniku. O aktywności radu i radonu decyduje więc aktywność pierwszego elementu szeregu czyli ²³⁸U i jest to przykład równowagi promieniotwórczej.

Poza jądrami promieniotwórczymi, należącymi do czterech wyżej wymienionych łańcuchów, istnieje jeszcze wiele innych jąder, ulegających spontanicznym rozpadom na drodze przemiany β lub α . Rozpadowi β ulegają niektóre jądra lekkie; najlżejszym nie trwałym nuklidem jest jądro trytu, $({}_{1}^{3}H \rightarrow {}_{2}^{3}He + e^{-} + \overline{\nu}_{e})$, rozpadające się z okresem połowicznego zaniku $T_{1/2}$ =12,5 lat.

Jak można zauważyć, w rodzinie uranowo-radowej, pierwsze elementy łańcucha uran, tor i rad mają bardzo długie okresy połowicznego zaniku. Izotop uranu ²³⁸U – 4,5 mld lat, izotop toru ²³⁰Th – 80 tys. lat a izotop radu ²²⁶Ra 1600 lat. Produktem rozpadu radu, ²²⁶Ra jest gaz szlachetny radon – ²²²Rn. Widzimy, że ostatni w łańcuchu – radon rozpada się znacznie szybciej, niż macierzysty rad.

3.4 Reakcje jądrowe

Reakcjami jądrowymi nazwiemy oddziaływania z udziałem dwóch obiektów, z których przynajmniej jeden jest jądrem – obiektem złożonym z protonów i neutronów. Procesy, w których uczestniczą w stanie początkowym dwie cząstki elementarne (w umownym rozumieniu – z okresu przed wprowadzeniem do fizyki pojęcia kwarków) nazwiemy oddziaływaniami elementarnymi. Zapisem reakcji jest;

$$a + A \to B_1 + B_2 + \dots \tag{14}$$

Często odróżnia się w stanie początkowym "pocisk" (a) i "tarczę" (A); należy jednak pamiętać, że tarcza nie musi być w spoczynku; niekiedy rozważa się procesy w tzw. odwrotnej kinematyce, tj. w układzie, w którym (a) spoczywa, a (A) jest pociskiem; wreszcie niektóre reakcje (zwane egzoenergetycznymi) mogą być realizowane, gdy oba obiekty: (a) i (A) są w spoczynku. Dlatego terminy: "pocisk" i "tarcza" są stosowane umownie. W stanie końcowym mogą być dwie lub więcej cząstek. Często stosowany jest również zapis, symbolizujący proces, w którym w nawiasie umieszcza się symbol pocisku wywołującego reakcję, oraz symbol wyróżnionego produktu (np. (α , p) oznacza reakcję wywołaną przez cząstkę , której wynikiem jest emisja protonów p).

Szczególnym przypadkiem jest *rozpraszanie elastyczne a+A* \rightarrow *a+A*, gdy w stanie końcowym są te same dwa obiekty, o innych niż w stanie początkowym pędach i energiach; w procesie muszą być, oczywiście, spełnione prawa zachowania pędu i energii [4].

Proces $a+A \rightarrow a+A^*$ nazywamy *rozpraszaniem nieelastycznym*; symbol A^{*} oznacza, że obiekt – jądro A jest po procesie w stanie wzbudzonym.

Często spotykany jest umowny podział reakcji na zderzenia przy *niskiej, średniej, wysokiej, nawet ultrawysokiej energii.* Szczególnie ważna jest granica, przy której wśród produktów reakcji, poza nuklidami i kwantami γ , mogą się pojawiać cząstki *wyprodukowane* w procesie oddziaływania: mezony π (przy "następnej" energii granicznej produkowane są cząstki dziwne – mezony K i hiperony). Niezbyt precyzyjny, orientacyjny podział według energii, przy których realizowane są reakcje, może wyglądać następująco:

niskie energie (< ok. 20 MeV),

- średnie energie (kilkadziesiąt do kilkuset MeV),
- wysokie energie (kilkaset MeV do kilku GeV),
- ultrawysokie energie (rzędu dziesiątek, setek, czy nawet tysięcy GeV).

Badanie reakcji jądrowych ma na celu przede wszystkim poznanie i zrozumienie mechanizmów procesów, ich przebiegu i związku ze strukturą obiektów – uczestników reakcji. Zadania te są obszerne i wymagają precyzyjnych pomiarów charakterystyk stanu początkowego i końcowego Przedmiotem pomiarów są przede wszystkim:

- przekrój czynny σ, dla danej reakcji i jego zależność od energii σ(E), różniczkowy przekrój czynny, $d\sigma/d\Omega$, dający rozkład kątowy wybranego produktu reakcji;
- tożsamość, skład i chara terystyki kinematyczne produktów reakcji realizowanej przy określonym stanie początkowym.

Celem realizowania określonej reakcji jądrowej jest często wytwarzanie określonych cząstek czy jąde , nie występujących w przyrodzie (np. nietrwałych), które są następnie wykorzystywane jako pociski w innych procesach bądź wykorzystywane w zastosowaniach technicznych czy medycznych.

Dla realizacji określonej reakcji niezbędne są, oczywiście, odpowiednie pociski o określonej tożsamości i energii. Konstrukcja odpowiednich akceleratorów (protonów, cząstek α , cięższych jąder, elektronów), ich rozwój, oraz rozwój detektorów i odpowiedniego oprogramowania stale towarzyszą planowaniu i badaniu reakcji jądrowych [4].

3.4.1. Przykłady "historycznych" reakcji jądrowych

Pierwszymi pociskami, wykorzystywanymi w reakcjach jądrowych, były cząstki α , jądra $_{2}^{4}He~$ z naturalnych źródeł promieniotwórczych. W 1919 r. Rutherford zaobserwował pierwszy przypadek "zamiany" jednego jądra (azotu) na inne (tlenu) w wyniku reakcji jądrowej:

$${}_{2}^{4}He + {}_{7}^{14}N \rightarrow {}_{8}^{17}O + p \quad (Q=-1,19 \text{MeV})$$

Wartość w nawiasie określa ilość energii (tzw. Q reakcji), wydzielanej w procesie; znak "-" oznacza, że w tym przypadku Q<0 (reakcja jest endoenergetyczna), to znaczy, że dla realizacji procesu niezbędne jest dostarczenie pewnej energii; w tym przypadku dostarcza jej cząstka α . Tarczę jądrową stanowiły jądra azotu, wchodzącego w skład powietrza, zaś emitowane w stanie końcowym protony rejestrowano jako błyski na ekranie scyntylacyjnym (ZnS).

W 1932 r dysponowano już protonami, jako pociskami przyśpieszanymi w silnym polu elektrycznym, uzyskiwanym w tzw. generatorze Cockrofta-Waltona. Pierwszą reakcją wywołaną przez protony była:

$$p + {}_{3}^{7}Li \rightarrow {}_{2}^{4}He + {}_{2}^{4}He \qquad (Q > 0)$$

Reakcja ta jest egzoenergetyczna, ale samo dotarcie protonu do jądra litu (bariera kulombowska!) wymaga niezerowej energii kinetycznej pocisku. Badanie stanu końcowego w zależności od energii pocisku (E_p) dało wyniki zgodne z przewidywaniami wynikającymi z ilościowego rozważenia przejścia protonu przez barierę kulombowską.

3.4.2.Reakcja rozszczepienia

Badanie procesów wychwytu neutronu doprowadziło do stwierdzenia, że gdy tarczą jest ciężkie jądro (A >ok. 200), a źródło i tarcza są otoczone materiałem bogatym w wodór (np. parafina), ta obserwowana po procesie "wymuszona" aktywność β jest szczególnie silna W latach 30-ch prowadzono ntensywne, systematyczne badania procesów wychwytu neutronów przez bardzo ciężkie jądra. Oczekiwano w ich wyniku powstawania transuranowców (jąder o Z>92), np

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

po czym następowałby rozpad β, prowadzący do powstania jądra o liczbie Z większej o jedność, czyli jądra transuranowego:

$${}^{239}_{92}U \rightarrow {}^{239}_{93}Np + \beta^- + \overline{\nu}_e$$

Jądro, nazwane neptunem, okazało się również promieniotwórcze – w wyniku kolejnej przemiany β powstawało kolejne jądro transuranowe, pluton. Poza reakcjami takiego rodzaju, jak zapisane powyżej, stwierdzono występowanie w stanie końcowym znacznie lżejszych jąder promieniotwórczych, należących do środkowej części układu periodycznego pierwiastków. Niełatwe precyzyjne badania radiochemiczne umożliwiły identyfikację produktów takich procesów. Rys. 17 przedstawia rozkład liczb masowych nuklidów obserwowanych w stanie końcowym dla procesów oddziaływania neutronów z ciężkimi jądrami [2].



Rysunek 17. Rozkład mas nuklidów wytwarzanych w procesie rozszczepienia inicjowanego Źródło: Opracowanie własne

Interpretację licznych i żmudnych eksperymentów poświęconych badaniu tych procesów podali Lise Meitner i Otto Frisch w 1938 r.; schematyczny opis procesu rozszczepienia przedstawia rys. 18.



Deformacja - odległość fragmentów

Rysunek 18. Schemat przebiegu reakcji rozszczepienia, dolna część rysunku ilustruje zmiany energii potencjalnej podczas procesu rozszczepienia Źródło: Opracowanie własne

Wchłonięcie neutronu przez ciężkie jądro stanowi pierwszy etap procesu, polegający na uformowaniu nowego jądra (o liczbie neutronów o jedność większej niż w jądrze pierwotnym); jadro to jest silnie wzbudzone – emisja kwantów y nie usuwa jednak całkowicie wzbudzenia; jądro jest w stanie silnej deformacji, co symbolizuje na rys. 18 przewężony twór. Pewna analogia do silnie zdeformowanej kropli cieczy pozwala oczekiwać rozpadu tak zdeformowanego jądra na dwa fragmenty o porównywalnych, choć niekoniecznie równych masach (rys. 18). W takiej sytuacji energia układu zmniejsza się o ok. 200 MeV, co jest rezultatem zmniejszenia dodatniego potencjału kulombowskiego. Rys. 18 ilustruje kolejne stadia rozszczepienia na dwa fragmenty o porównywalnych masach. Podczas powolnego odkształcania sferycznego jądra musimy zwiększyć jego powierzchnię, wykonując przeciwko siłom napięcia powierzchniowego. Wskutek tego gwałtownie rośnie energia potencjalna układu. Wraz ze wzrostem deformacji siły kulombowskie wykonują niewielką pracę zmniejszając energię potencjalną. Sumaryczny potencjał wzrasta, osiągając maksimum o wartości ok. 6 MeV wyższej od początkowego potencjału jadra niezdeformowanego. Przy dalszej deformacji kropla cieczy jądrowej przewęża się i tworza się dwa jądra będące produktami rozszczepienia, których nie utrzymuje już ani energia objętościowa ani powierzchniowa. Odległość dzieląca obie części staje się większa niż zasięg sił jądrowych, tak więc, produkty rozszczepienia oddalają się pod wpływem sił odpychania elektrostatycznego, dopóty, dopóki fragmenty rozszczepienia nie osiągną pełnych energii kinetycznych [4]. Typowy przebieg potencjału w funkcji deformacji przedstawia dolna część rys. 18.

Powyższy opis pozwala zrozumieć proces rozszczepienia, wywołany przez wychwyt neutronu. W nielicznych przypadkach obserwuje się także proces rozszczepienia spontanicznego. Jądro w stanie podstawowym znajduje się w studni potencjału o głębokości ok. 6 MeV, co oznacza, że rozszczepienie spontaniczne polega na tunelowym przejściu fragmentu o znacznej masie przez barierę potencjału o wysokości 6 MeV. Tylko nieliczne jądra ciężkie o nieco niższym progu potencjału mogą ulec rozszczepieniu. Proces z udziałem neutronu, zachodzi ze znacznie większym prawdopodobieństwem – jest to rozszczepienie wymuszone albo indukowane. Energia wiązania neutronu w ciężkim jądrze osiąga w wielu wypadkach 6 MeV, co wystarcza do przezwyciężenia bariery potencjału i inicjacji rozszczepienia.

Eksperymenty pokazują, że wychwyt powolnego neutronu na jądrach ²³³U i ²³⁵U prowadzi do rozszczepienia, natomiast wychwyt neutronu na jądrze ²³⁸U inicjuje rozszczepienie dopiero wtedy, gdy neutron wnosi energię kinetyczną ok. 1 MeV. Obserwacje te można wyjaśnić wpływem tzw. energii dwójkowania. Energia dwójkowania w parzysto – parzystych jądrach ²³⁴U i ²³⁶U jest dodatnia, co zwiększa energię wiązania wychwyconego neutronu, zaś energia dwójkowania w parzysto – nieparzystym jądrze ²³⁹U (powstającym po wychwycie neutronu przez ²³³U) jest równa zeru, co nie wystarcza do pokonania bariery potencjału. Dopiero dodanie 1 MeV energii kinetycznej wystarcza na przejście przez barierę potencjału inicjując rozszczepienie. Jądro początkowe ma znaczny nadmiar neutronów w stosunku do liczby protonów, zatem jego rozpad (rozszczepienie na dwa średnio-ciężkie jądra) uwalnia pewną liczbę neutronów (tzw. "neutrony natychmiastowe"). Nie usuwa to jednak całkowicie nadmiaru neutronów w powstałych w wyniku rozszczepienia fragmentach – są one zatem β^- promieniotwórcze; w rezultacie, emitowane są elektrony i antyneutrina elektronowe. Niekiedy nadmiar neutronów usuwany jest przez spontaniczną emisję neutronów z wzbudzonych jąder-produktów rozszczepienia (tzw. "neutrony opóźnione").

Uwalniane w wyniku procesu rozszczepienia neutrony mogą stać się inicjatorami dalszych procesów rozszczepienia. Jeżeli rozważanym jądrem – tarczą jest izotop uranu o liczbie masowej A=235, to warunkiem realizacji następnych procesów przez neutrony uwolnione w poprzedzającym procesie rozszczepienia jest ich spowolnienie (przekrój czynny na rozszczepienie ²³⁵U przez prędkie neutrony jest znacznie mniejszy niż dla neutronów powolnych). Jeżeli zatem uwalniane w procesie neutrony znajdą się w ośrod-ku bogatym w wodór (ośrodek spowalniający nazywamy moderatorem), to rozpraszanie neutronów na protonach doprowadzi do ich skutecznego spowolnienia; jednocześnie energia, przekazywana w zderzeniach protonom zamienia się w energię termiczną, co prowadzi do wydzielania się ciepła w moderatorze. Powolne neutrony, zdolne do inicjo-wania reakcji rozszczepienia mogą zatem wywoływać reakcję łańcuchową. Warunkiem jej realizacji jest:

- dostatecznie duża (średnio większa od 1) liczba neutronów powolnych, pochodzących z «poprzedniego» procesu rozszczepienia,
- dostatecznie duża "tarcza" uranowa, zapewniająca realizację następnego procesu (warunek, określany terminem "masa krytyczna", może zapewnić jednocześnie spowalnianie neutronów i realizację kolejnych procesów w materiale rozszczepialnym).

Niebezpieczeństwa, związanego z "samowzmagającą się" reakcją łańcuchową, można uniknąć przez usuwanie neutronów, np. w konkurencyjnym procesie wychwytu o dużym przekroju czynnym. Wprowadzenie kadmu bądź boru (bardzo duży przekrój czynny na proces wychwytu neutronu przez jądro) w postaci prętów do obszaru, gdzie realizowane są procesy rozszczepienia, prowadzi do zahamowania reakcji łańcuchowej.

Wyżej opisane procesy stanowią fizyczną podstawę działania reaktorów jądrowych. Pierwszy reaktor (zwany wówczas «stosem atomowym») skonstruował Enrico Fermi w r. 1942 w Chicago. Ze względu na naukowe i praktyczne znaczenie reaktorów jądrowych (produkcja izotopów promieniotwórczych, obfita emisja antyneutrin elektronowych, duże ilości energii wydzielanej w reaktorze) *fizyka reaktorów* stanowi odrębny, obszerny dział fizyki jądrowej [2,4,5].

Można przeprowadzić przybliżone oszacowanie ilości energii uwalnianej w jednym procesie rozszczepienia, traktowanego jako podział jądra na dwa, w przybliżeniu równe, fragmenty jądrowe. Biorąc pod uwagę, że różnica energii wiązania na nukleon dla uranu o liczbie masowej A=235 i jader o liczbie masowej rzędu A=117 wynosi ok. 1MeV (Rys. 14), możemy dojść do wniosku, że w rozszczepieniu ok. 200 nukleonów powinna wydzielić się energia ok. 200 MeV. Podział tej energii między poszczególne produkty procesu przedstawia się w istocie następująco:

- energia kinetyczna jąder-produktówok. 165 MeV
- energia wynoszona przez neutronyok. 5 *MeV*
- energia wynoszona przez "natychmiastowe" kwantyok. 7 *MeV*
- energia wynoszona przez elektrony i kwanty z wzbudzonych jąder β promieniotwórczychok. 25 MeV

Suma tych energii wynosi ok. 200 *MeV*, zgodnie z prostym oszacowaniem opartym o model kroplowy. Oczywiście podane wyżej wartości należy traktować jako przybliżone; mogą się one zmieniać w zależności od konkretnych procesów, tworzących w całości jądrową reakcję rozszczepienia.

Badania, które stały się początkiem odkrycia procesu rozszczepienia, a mianowicie *produkcja jąder transuranowych* – były i są nadal rozwijane. W ich wyniku odkryto i zbadano cały szereg transuranowców, jąder nie występujących w przyrodzie. Są one z reguły jądrami nietrwałymi, najczęściej ulegają przemianie, niekiedy – spontanicznemu rozszczepieniu.

Literatura

- [1] Enge H.A., Wehr M.R., Richards J.A., Wstęp do fizyki atomowej, PWN, Warszawa 1983
- [2] Halliday D., Resnick R., Walker J., Podstawy fizyki, tom 5, PWN, Warszawa 2003
- [3] Hrynkiewicz A.Z., Rokita E., Fizyczne metody diagnostyki i terapii, PWN, Warszawa 2000
- [4] Mayer-Kuckuck T., Fizyka jądrowa, PWN Warszawa 1987
- [5] Skrzypczak E., Szefliński, Z., Wstęp do fizyki jądra atomowego i cząstek elementarnych, PWN Warszawa 2002
- [6] Strzałkowski A., Wstęp do fizyki jądra atomowego, PWN, Warszawa 1978

Środowiskowe Laboratorium Ciężkich Jonów, Uniwersytet Warszawski

4. Fizyka reaktorów jądrowych i paliwa jądrowe

4.1. Źródła energii jądrowej

4.1.1. Energia rozszczepienia

Energię jądrową uzyskujemy w procesach przemian promieniotwórczych zachodzących spontanicznie, bądź też w reakcjach jądrowych. Procesy spontanicznych przemian jądrowych zachodzą we wnętrzu Ziemi i wszędzie tam gdzie występują pierwiastki promieniotwórcze wytworzone przez siły przyrody, bądź też wytworzone sztucznie przez człowieka. Ten rodzaj energii jądrowej stanowi również ważny przyczynek towarzyszący reakcjom rozszczepienia. Najistotniejsza część energii uzyskiwanej w reaktorze jądrowym to energia uzyskiwana w rozszczepieniu jądra uranu w wyniku bombardowania neutronami termicznymi.

$$n + {}^{235}_{92}U \rightarrow {}^{236}_{92}U^* \rightarrow X + Y + x \cdot n + \gamma + energia \ kinetyczna \tag{1}$$

W reaktorze jądrowym proces rozszczepienia wywoływany jest przez neutron wychwytywany przez jadro uranu ²³⁵U, co prowadzi do powstania wzbudzonego jądra ²³⁶U. To jądro rozpada się wytwarzając dwa jądra lżejszych pierwiastków zwanych produktami rozszczepienia i zwykle dwa lub trzy neutrony, które mogą być wychwytywane przez kolejne jadra uranu i wywołać kolejne reakcje rozszczepienia (rys. 1).



Rysunek 1. Reakcja rozszczepienia: schemat reakcji rozszczepienia ²³⁵U Źródło: L. Dobrzyński 2013, s. 36

Fragmenty rozszczepienia są jądrami wysoko wzbudzonymi o dużym nadmiarze neutronów, a takie jądra będą pozbywały się energii wzbudzenia i nadmiaru neutronów w kolejno zachodzących rozpadach β^- . Takie rozpady zmniejszają nadmiar neutronów, a emitowane elektrony i antyneutrina wynoszą energię wzbudzenia

$$^{A}_{Z}X \rightarrow ^{A}_{Z+1}Y + e^{-} + \overline{\nu}_{e}$$

Rozpadom β^2 fragmentów rozszczepienia towarzyszy emisja kwantów γ , które również wynoszą energię, a łączna energia wydzielana w procesie rozszczepienia pojedynczego jądra uranu wynosi około 200 milionów elektronowoltów (200 MeV).

Należy zauważyć, że dwa fragmenty (produkty) rozczepienia o ładunkach elektrycznych np. 40 i 52, które w chwili podziału znajdują się w odległości nieco większej niż suma ich promieni odpychają się siłami kulombowskimi, a już nie oddziałują silnie, gdyż oddziaływania silne są krótkozasięgowe. Energia kulombowska takiego układu jest dodatnia i wynosi:

$$E_{kul} = \frac{q_1 \cdot q_2 \cdot e^2}{r_1 + r_2 + \Delta r}$$
(2)

gdzie:

 q_1 i q_2 – to ładunki fragmentów,

 r_1 i r_2 – odpowiednio promienie fragmentów rozszczepienia,

 Δr – to odległość między powierzchniami fragmentów gdzie zanika oddziaływanie silne ($\Delta r \cong 1 \text{fm}$),

e – ładunek elementarny ($e^2 \cong 1,4 \text{ MeV fm}$)

Gdy wykonamy obliczenia dla promieni jader o liczbach masowych $r_1(A_1=90)\cong 5,4$ fm i $r_2 (A_2=140)\cong 6,2$ fm, obliczonych według wzoru z rozdziału niniejszej monografii "Elementy fizyki jądrowej" [7], uzyskujemy:

$$E_{kul} \cong \frac{40 \cdot 50 \cdot 1,4MeV \cdot fm}{(5,4+6,2+1,0) fm} \cong 220MeV$$

W rzeczywistości łączna średnia energia wydzielana przy rozszczepieniu jest nieco mniejsza niż pokazuje to proste wyliczenie i wynosi około 200 MeV, z czego ok. 165 MeV przypada na energię wynoszoną przez fragmenty, reszta to energia wynoszona przez neutrony, elektrony z rozpadów β^- i kwanty γ .

Energię rozszczepienia można oszacować w oparciu o analizę zależności energii wiązania na 1 nukleon [7] Łatwo zauważyć, że dla jąder o liczbie masowej A≅240 energia wiązania na nukleon jest ok. 0,9 MeV niższa niż przy liczbie masowej A≅120. Zatem przy podziale ciężkiego jądra o liczbie masowej A≅236 na dwa lżejsze fragmenty wydzieli się energia o podobnej wartości jak wyliczona z kulombowskiej energii potencjalnej:

$$E \cong 236 \cdot 0,9 MeV \cong 210 MeV$$

Fragmenty rozszczepienia i elektrony jako cząstki naładowane są hamowane w ośrodku i przekazują swą energię kinetyczną atomom znajdującym się w paliwie jądrowym bądź jego osłonie. Kwanty γ mogą uciec z obszaru pręta paliwowego i oddziaływać w procesie fotoelektrycznym bądź komptonowskim w innym pręcie paliwowym lub w chłodziwie wybijając elektron, który traci energię kinetyczną tak samo jak elektron z procesu rozpadu β^- . Zdeponowana w pręcie paliwowym energia kinetyczna prowadzi do nagrzewania materiału paliwowego, a wydzielone przy tym ciepło dzięki gradientowi temperatury przewodzone jest w pastylkach paliwowych aż do osłony, gdzie odbiera je czynnik chłodzący (zwykle woda) otaczający pręty paliwowe. We współczesnych reaktorach jądrowych moc wydzielana w prętach paliwowych sięga 0,5 kW na każdy centymetr długości pręta paliwowego, a całkowita moc bloku energetycznego przewyższa zwykle 1 GW.

4.1.2. Reakcja łańcuchowa

Neutrony uwolnione wskutek rozszczepienia jądra uranu mogą wywołać kolejne rozszczepienia jądra uranu jeśli zostaną wychwycone przez rozszczepialne jądro uranu, którym jest zwykle jądro ²³⁵U. W takim procesie powstaje kilka neutronów (średnio ok. 2,5), dwa (a niekiedy więcej) jądra pierwiastków o wysokiej energii kinetycznej i liczbach atomowych z zakresu określonego w przybliżeniu jako 40 < Z < 50, liczne kwanty γ z deekscytacji wzbudzonych jąder oraz liczne elektrony i antyneutrina z przemian promieniotwórczych neutrono-nadmiarowych jąder X i Y wskazanych we wzorze (1). Neutrony powstające w procesie rozszczepienia mogą, ale nie wszystkie wywołują kolejne reakcje. Neutron może uciec z obszaru reaktora, a także może zostać wychwycony nie wywołując rozszczepienia Przykładowe procesy wychwytu neutronów to wychwyt radiacyjny na izotopie wchodzącym w skład paliwa ²³⁸U

$$n + {}^{238}_{92}U \rightarrow {}^{239}_{92}U + \gamma$$
, (3)

bądź wychwyt radiacyjny na jądrze wodoru prowadzącym do powstania deuteru

$$n + {}_{1}^{1}H \rightarrow {}_{1}^{2}H + \gamma \tag{4}$$

Kiedy neutrony wywołują kolejne rozszczepienia, dochodzi do tzw. reakcji łańcuchowej (rys. 1). Przyjmijmy dla uproszczenia, że w wyniku reakcji (1) powstają dwa neutrony wywołujące kolejną reakcję, a średnio 1/2 neutronu ucieka z obszaru zawierającego paliwo jądrowe. W każdej kolejnej reakcji sytuacja się powtórzy i powstaną cztery neutrony, potem osiem, szesnaście itd. Jak wynika z tego rozumowania po "n" takich krokach zostanie wywołanych 2ⁿ reakcji. Zaledwie po 80-ciu krokach przekraczamy liczbę Avogadro ($2^{79} \cong 6 \cdot 10^{23}$). Oznacza to także, że gwałtownie rośnie wydzielana energia i ciepło. Bez kłopotu możemy policzyć taką energię po 80-ciu krokach reakcji pamiętając, że jedno rozszczepienie prowadzi do wydzielenia energii E=200 MeV.

$$E \cong 2 \cdot 6 \cdot 10^{23} \cdot 200 MeV = 2,4 \cdot 10^{26} MeV = 2,4 \cdot 10^{26} \cdot 1,6 \cdot 10^{-13} J \cong 40\,000 \, GJ$$
(5)

Oczywiście w energetycznym reaktorze jądrowym nie dopuszczamy do tak gwałtownego wzrostu liczby neutronów, kontrolując ich liczbę przy pomocy tzw. prętów sterujących [3,4].

4.1.3.Reaktor jądrowy

W reaktorze proces rozszczepienia kontroluje się za pomocą prętów z materiałami silnie pochłaniającymi neutrony tak, aby z kilku neutronów powstających w reakcji rozszczepienia tylko jeden wywoływał kolejną reakcję. Zadaniem prętów sterujących, które mogą zwiększać lub zmniejszać pochłanianie neutronów, jest podtrzymanie reakcji rozszczepienia i jednocześnie zapobieganie wzrostowi liczby neutronów co mogłoby spowodować wzrost liczby rozszczepień w tempie lawinowym i w konsekwencji wzrost liczby neutronów. Doprowadziłoby to do wydzielenia ogromnej energii w krótkim czasie jak w bombie jądrowej [2,3].



Rysunek 2. Prawdopodobieństwo rozszczepienia ²³⁵U w funkcji energii padającego neutronu

Źródło: [N.Touran 2009, 8]

Należy zauważyć, że prawdopodobieństwo wychwytu neutronu w jądrze rozszczepialnym bardzo silnie zależy od energii. Neutrony prędkie o energiach rzędu MeV – powstające w rozszczepieniu są rzadko wychwytywane, ale po obniżeniu energii (spowolnieniu) prawdopodobieństwo wychwytu gwałtownie wzrasta, stąd powolne neutrony są wychwytywane znacznie efektywniej (rys. 2). W fizyce reakcji jądrowych prawdopodobieństwo wychwytu opisuje się przy pomocy parametru zwanego przekrojem czynnym. Jak wskazuje rys. 2 przy energiach od dziesiątków meV do pojedynczych eV przekroje czynne na wychwyt neutronów na rozszczepialnych jadrach ²³⁵U i ²³⁹Pu są niemal tysiąckrotnie wyższe niż dla neutronów prędkich. Ten zakres energii neutronów nazywamy energiami termicznymi. Stąd też bardzo istotnym elementem reaktora jądrowego jest element odpowiedzialny za spowalnianie neutronów – moderator. Moderator w reaktorze to substancja, która znacząco wyhamowuje neutrony. Najbardziej efektywnymi spowalniaczami są jądra atomowe o masach porównywalnych z masą neutronu. W zderzeniu sprężystym obiektów o identycznych masach możemy całkowicie zatrzymać pocisk przekazując jego energię i pęd obiektowi – tarczy w pojedynczym zderzeniu centralnym. Zjawisko to występuje również w zderzeniach kul bilardowych. Te rozważania wskazują, że doskonałym moderatorem może być woda zawierająca atomy wodoru i tlenu. Jadro wodoru – proton, ma masę zbliżoną do masy neutronu zatem woda powinna być doskonałym moderatorem. Zwykła woda destylowana jest stosowana w większości reaktorów energetycznych, choć ten moderator ma pewną "wadę", pochłania neutrony w radiacyjnym wychwycie neutronu na protonie prowadzącym do produkcji stabilnego izotopu wodoru – deuteru. Poza tą wadą zwykła woda ma też ogromną zaletę, gdyż jest ona jednocześnie doskonałym i tanim chłodziwem.

Energia wydzielana w reakcji rozszczepienia jest niesamowicie ogromna. Pamiętając, że wartość opałowa 1 kg węgla kamiennego wynosi ok 30 MJ/kg, możemy łatwo obliczyć, że energia wydzielona w rozszczepieniu 470 g²³⁵U (to dwa mole, czyli 2 liczby Avogadro atomów uranu) to ok. 40 tys. GJ i jest równoważna spaleniu 1,3 tys. ton węgla, czyli ponad 30 wagonów o ładowności 40 ton. Rachunek oparty o wyrażenie (5) wskazuje, że aby uzyskać moc 1 GW potrzebujemy zaledwie 13 mg paliwa uranowego (²³⁵U) w każdej sekundzie, albo 1,1 kg w ciągu doby, czy ok. 400 kg rocznie. Pamiętając, że zawartość rozszczepialnego ²³⁵U w uranie naturalnym to zaledwie 0,72% możemy wyliczyć roczne zapotrzebowanie na uran naturalny dla pracującego non stop, pełną mocą bloku energetycznego Wyniesie tylko około 56 ton:

$$M(U) = M(^{235}U)/0,72\% = 400 kg \cdot 100/0,72 \cong 56 ton$$

4.2. Paliwa jądrowe

4.2.1.Zasoby paliwa jądrowego

Paliwem we współczesnych reaktorach mogą być izotopy rozszczepialne uranu (²³⁵U i ²³⁸U) lub plutonu (²³⁹Pu). W zasadzie w reaktorach termicznych używa się jako paliwa uranu , a w prędkich plutonu. Pluton może być jednak również wykorzystywany w reaktorach termicznych, kiedy wchodzi w skład paliwa mieszanego, czyli uranowo-plutonowego (MOX) [4]. Reaktory energetyczne to przede wszystkim reaktory termiczne używające uranu wzbogaconego w ²³⁵U. Uran jest pierwiastkiem wytworzonym przed 4,5 miliardami lat w wyniku wybuchu supernowej bądź zderzenia gwiazdy neutronowej z inną gwiazdą. Kiedy kształtował się układ słoneczny i jego planeta Ziemia zawartość izotopów uranu w skorupie ziemskiej była znacznie wyższa niż obecnie i tak ²³⁵U było 76 razy więcej, a ²³⁸U dwukrotnie więcej co oznacza, że ruda uranowa zawierała 4,5 mld lat temu 22%(²³⁵U) i 78% (²³⁸U). Obecny skład rudy uranowej to 99,29% (²³⁸U), 0,71% (²³⁵U) i śladowe ilości ²³⁴U . Zawartość ²³⁵U w skorupie ziemskiej maleje szybciej niż ²³⁸U ze względu na okres połowicznego zaniku odpowiednio T_{1/2} (²³⁵U) = 0,72 mld lat i T_{1/2} (²³⁸U) = 4,5 mld lat. Uran spotyka się w granitach, skałach osadowych i fosforytach. Średnia zawartość uranu w skorupie ziemskiej wynosi 4 gramy na tonę, a w wodzie mor-

skiej 3 mg na tonę. Obecnie uważa się, że opłacalne jest wydobywanie rudy o zawartości uranu co najmniej 1 kg na tonę [4].

Obecne zasoby uranu są dość równomiernie rozłożone na świecie, a pewne zasoby o kosztach pozyskania poniżej 130 \$/kg(U) sięgają 5,7 mln ton¹ i przy poziomie obecnego zużycia powinny wystarczyć na 70 lat [4,5]. Należy zauważyć, że zasoby innych paliw szacowane są na podobne okresy eksploatacji. Zestaw pewnych zasobów paliw kopalnych zawiera tabela 1. Zasoby uranu szacowane w roku 2006 wynosiły 4,7 mln ton [4], a w roku 2016 były szacowane już na 5,7 mln ton.

Surowiec	Ilość	Zasoby liczone w latach przy poziomie obecnego zużycia		
Węgiel	909 mld ton	150 lat		
Ropa naftowa	1200 mld baryłek	40 lat		
Gaz ziemny	180 000 mld m ³	65 lat		
Uran	5,7 mln ton ¹	70 lat		

Tabela 1. Pewne zasoby paliw kopalnych wg [4]

Źródło: [4]

Największe złoża pewnych zasobów uranu znajdują się w Australii (1664 mln ton), Kazachstanie (0,745 mln ton), Kanadzie (0,510 mln ton) i Rosji (0,508 mln ton) . Podobnie jak inne zasoby paliw kopalnych uran jest również zasobem ograniczonym. Wielkość dostępnych zasobów zależy od cen i technologii. Szacuje się, że obecne zasoby uranu wymienione w tabeli 1 przy zmianie technologii wydobycia i akceptacji wyższych cen mogą ulec zwiększeniu do 15 mln ton.

Zmiana obecnej technologii reaktorów lekkowodnych na technologię reaktorów powielających może prowadzić do wytworzenia nawet 80 razy więcej energii z tej samej ilości uranu. Przy takiej technologii rozpoznane zasoby uranu mogłyby starczyć na znacznie dłuższy czas niż horyzont prognozy wymienionej w Tabeli 1.

¹ Zasoby przy kosztach pozyskania poniżej 130 \$/kg według OECD NEA & IAEA, Uranium 2016: Resources, Production and Demand (,Red Book')

4.2.2.Ruda uranowa i jej konwersja

W reaktorach z paliwem uranowym stosuje się różny stopień wzbogacenia uranu w izotop rozszczepialny, ale wszystkie energetyczne reaktory lekko wodne pracują na paliwie zawierającym uran niskowzbogacony (2-5% 235 U) [2,3,5]. Inne typy reaktorów mogą pracować na paliwach o różnym stopniu wzbogacenia, od uranu naturalnego (reaktory gazowe bądź ciężkowodne) do wzbogacenia w 235 U sięgającego 90% (reaktory wysokotemperaturowe). O stopniu wzbogacenia paliwa decyduje konstrukcja rdzenia. Postać chemiczna paliwa we wszystkich energetycznych reaktorach lekkowodnych to dwutlenek uranu UO₂. W innych reaktorach stosujemy uran metaliczny lub węglik uranu.



Rysunek 3. Koncentrat U3O8, zwany yellow cake Źródło: S. Chwaszczewski 2008, wykład "Energetyka Jądrowa" na Wydziale Fizyki UW

Ruda uranowa zawierająca 0,71% interesującego izotopu ²³⁵U jest na terenie kopalni przetwarzana w koncentrat U_3O_8 , zwany yellow cake (żółte ciasto). Ten koncentrat zawiera do 75% uranu i jest wysyłany z kopalni do zakładów konwersji, gdzie w procesie fluorowania uzyskuje się UF₆, który zamienia się w gaz już przy temperaturze ok. 60 °C. Dzięki postaci gazowej można przeprowadzić kolejny etap konwersji – wzbogacanie uranu.

4.2.3. Wzbogacanie uranu

Aby reaktor lekkowodny mógł zainicjować reakcję rozszczepienia paliwo musi zawierać wystarczającą ilość materiału rozszczepialnego. Dlatego należy zwiększyć zawartość rozszczepialnego izotopu ²³⁵U do poziomu 3-5%. Izotopy ²³⁵U i ²³⁸U można rozdzielać dzięki różnicy mas atomów. Dwie technologie wzbogacania jakimi są wirówka gazowa i metoda dyfuzji wykorzystują różnicę mas cząsteczek gazu zawierających izotopy o różnych masach. Pojedyncza wirówka bądź dyfuzor nieznacznie zmienia skład izotopowy, ale zastosowanie kaskady takich urządzeń gdzie wielokrotnie powtarza się podstawowe operacje umożliwia osiągnięcie zakładanego poziomu wzbogacenia. W metodzie wirówkowej rozdzielanie izotopów następuje w wirujących z dużą prędkością kątową pojemnikach z gazowym sześciofluorkiem uranu. Siła odśrodkowa pojawiająca się przy takim obrocie powoduje, że cząsteczki cięższe pojawiają się na obwodzie wirówki, zaś lżejsze przesuwają się do środka. Podobnie w metodzie dyfuzyjnej naturalny uran zostaje zubożony w lekki izotop ²³⁵U gdyż ten częściej przenika przez membranę, co implikuje pojawienie się zubożonego uranu po jednej stronie membrany i wzbogaconego po drugiej stronie. Wzbogacony uran można przekazać na kolejny stopień wirówki czy dyfuzora powtarzając proces, aż do uzyskania pożądanego wzbogacenia. Należy zauważyć, że obydwie technologie umożliwiają odzyskiwanie zubożonego uranu.

4.2.4. Zestawy paliwowe

Zestawy paliwowe (rys. 4) powinny mieć konstrukcję umożliwiającą kontrolowanie reakcji jądrowej, wymianę ich elementów, transport, przechowywanie po wypaleniu i przerób. Zestawy paliwowe umieszcza się w reaktorze jeden obok drugiego, aby utworzyć rdzeń o pożądanej dla danego modelu reaktora konfiguracji.



Rysunek 4. Zestaw paliwowy – kasety paliwowe, widoczne pręty paliwowe Źródło: S. Chwaszczewski 2008, wykład "Energetyka Jądrowa" na Wydziale Fizyki UW



Rysunek 5. Konstrukcja pręta paliwowego, strzałka wskazuje pastylki z dwutlenku uranu

Źródło: S Chwaszczewski 2008, wykład "Energetyka Jądrowa" na Wydziale Fizyki UW

Zwykle zestawy paliwowe składają się tzw. prętów paliwowych (Rys. 5) – koszulek ze stopu cyrkonu w który h są zamknięte pastylki z dwutlenku uranu (UO²). Aby zapewnić dobre warunki chłodzenia, pręty paliwowe mają niewielką średnicę około jednego centymetra. Pręty paliwowe zamontowane są w taki sposób, aby woda chłodząca która jest jednocześnie moderatorem mogła przepływać pomiędzy prętami i zestawami paliwowymi. Cyrkonowa koszulka gwarantuje wysokie przewodnictwo cieplne i bezpieczeństwo nawet przy wysokich temperaturach pastylek paliwowych. Temperatura topnienia cyrkonu wynosi 1855^o C. Pastylki umieszcza się w koszulkach wypełnionych helem i po zamknięciu z obydwu końców układa się je w zestawach paliwowych (rys. 4).

4.2.5. Napromienianie paliwa – wypalanie

Podczas pracy reaktora maleje wzbogacenie w izotop promieniotwórczy, rośnie produkowana energia i ilość produktów rozszczepienia. Głębokość wypalenia paliwa załadowanego do reaktora mierzy się w jednostkach energii cieplnej produkowanej na jednostkę masy metali ciężkich zawartych w paliwie i wyraża się w MW d/t (megawatodzień na tonę) lub GW·d/t. Zwiększenie głębokości wypalenia wymaga jednak wyższego wzbogacenia paliwa w izotop rozszczepialny, ale jednocześnie redukuje to ilość zużywanego uranu naturalnego przy zachowaniu produkcji energii.

Wraz z napromienianiem udział atomów rozszczepialnych w paliwie jądrowym maleje, a ilość produktów rozszczepienia rośnie Niektóre z produktów rozszczepienia pochłaniają neutrony, a nazywa się takie atomy truciznami neutronowymi [4]. W paliwie zawierającym trucizny neutronowe mamy mniej neutronów, które mogłyby posłużyć do kolejnych rozszczepień. Poza tym w wyniku wychwytu neutronów na ²³⁸U powstaje pluton w wyniku serii rozpadów β⁻.

$$n + {}^{238}_{92}U \rightarrow {}^{239}_{92}U + \gamma; \quad {}^{239}_{92}U \rightarrow {}^{239}_{93}Np + e^- + \overline{\nu}; \quad {}^{239}_{93}Np \rightarrow {}^{239}_{94}Pu + e^- + \overline{\nu}$$

Powstawanie rozszczepialnego plutonu nieco kompensuje zanik atomów ²³⁵U, ale mimo to paliwo zmniejsza swoją reaktywność, aż dochodzi do takiego zmniejszenia wytwarzania energii, że paliwo napromieniane musi zostać zastąpione świeżym. Postępuje ponadto korozja i wzrost ciśnienia wewnątrz prętów paliwowych na skutek produkcji gazowych produktów rozszczepienia przez co konstrukcja prętów paliwowych staje się niebezpieczna. To jeszcze jeden powód, aby pręty paliwowe należało wymienić.

4.2.6. Recykling paliwa jądrowego

Pręt z wypalonym paliwem zawiera jeszcze znaczną ilość uranu (ok. 95%), jednakże jest to uran znacznie mniej wzbogacony, zawierający poniżej 1% 235U i do tego z domieszką nuklidów nierozszczepialnych. Zawartość plutonu 239Pu w wypalonym paliwie może może sięgać nawet 1%. Paliwo to zawiera poza tym promieniotwórcze aktynowce takie jak neptun ameryk czy kiur, a niektóre z nich są długożyciowe. Zawarty w tym paliwie pluton jest cennym nuklidem, gdyż gram wyekstrahowanego plutonu może dostarczyć więcej energii niż tony ropy naftowej. Uzyskany z wypalonego paliwa pluton w postaci chemicznej tlenku wraz z tlenkami uranu stanowi tzw. paliwo MOX (ang. *mixed oxides*). Recykling wypalonego paliwa, dzięki czemu po przerobie powstaje paliwo MOX pozwala zredukować zakupy uranu naturalnego. We Francji ta redukcja zakupów uranu naturalnego sięga 10%, a także pięciokrotnie zmniejsza objętość przechowywanych odpadów i dziesięciokrotnie obniża długoterminową toksyczność odpadów radioaktywnych [4]. Francuska firma AREVA w książce [4] sugeruje, że recykling paliwa stanowi tylko 6% kosztu kWh energii pochodzenia jądrowego pozwala osiągnąć znakomite efekty środowiskowe [6]. Zestawy paliwa MOX napromieniowywane w reaktorach energetycznych zachowują się podobnie do zestawów zawierających pastylki z tlenkiem uranu.

W obecnej sytuacji gdy zasoby paliw kopalnych w tym uranu maja wyraźne ograniczenie (patrz tabela 1), recykling paliwa jądrowego wydaje się być jedynym rozsądnym rozwiązaniem. Pierwszy etap recyklingu polega na chemicznym rozdzieleniu uranu, plutonu, produktów rozszczepienia i aktynowców. Produkty rozszczepienia i aktynowce są odpadami i nadają się tylko do składowania w zeszklonej postaci w pojemnikach których konstrukcja zapewnia długotrwałe bezpieczne przechowywanie [6]. Takie pojemniki zwykle zawierają jedynie 15% odpadów, a resztę stanowi spoiwo i opakowanie. Na skutek rozpadów promieniotwórczych pojemniki wydzielają ciepło, co oznacza, że miejsce składowania powinno być wentylowane, aby odprowadzić wydzielane ciepło. Należy zauważyć, że długożyciowe odpady mają niewielką objętość. Wszystkie zeszklone i sprasowane odpady wytworzone w czasie 40 lat pracy francuskich reaktorów jądrowych, składowanych w zakładzie składowania odpadów w La Hague zajmują powierzchnię zaledwie 7000m² [4]. Produkty rozszczepienia i aktynowce powstające przy wytworzeniu 1TWh energii elektrycznej mieszczą się w dwu pojemnikach o pojemności po 155 litrów. Polska energetyka, która wytwarza ok. 150 TWh energii elektrycznej rocznie i produkowałaby ok. 45m³ odpadów radioaktywnych gdyby 100% energii pochodziło ze źródeł jądrowych. Do wytworzenia tej samej energii elektrycznej wytwarzanej z paliw stałych w Polsce rocznie wykorzystuje się 50 mln ton węgla kamiennego i ponad 60 mln ton węgla brunatnego. Taki sposób produkcji energii elektrycznej generuje emisję ponad 200 mln ton dwutlenku węgla do atmosfery, nie mówiąc o innych zanieczyszczeniach środowiska naturalnego.

Literatura

- [1] Chwaszczewski S., Energetyka Jądrowa, wykład na Wydziale Fizyki UW, 2008
- [2] Dobrzyński L., Podstawy fizyki reaktorów jądrowych, wykład dostępny w internecie, NCBJ i Uniw. Im. Kardynała S.Wyszyńskiego, Świerk 2013. [dostęp 2017-11-01] http://atom. edu.pl/index.php/publikacje/publikacje-aktualne.html
- [3] Dobrzyński L., Żuchowicz K., Energetyka jądrowa: spotkanie pierwsze, NCBJ 2012.
- [4] Praca zbiorowa, Wszystko o energetyce jądrowej. Od atomu A do cyrkonu Zr, AREVA 2008 rok
- [5] Praca zbiorowa ze strony www: World Nuclear Association. [dostęp 2017-11-01] http:// www.world-nuclear.org/information-library/nuclear-fuel-cycle/uranium-resources/supplyof-uranium.aspx
- [6] Strupczewski A., Nie bójmy się energetyki jądrowej, Stowarzyszenie Ekologów na Rzecz Energii Nuklearnej SEREN Warszawa 2012
- [7] http://atom.edu.pl/index.php/publikacje/publikacje-aktualne.html
- [8] Szefliński Z., Elementy fizyki jądrowej, rozdział w niniejszej monografii
- [9] Touran N., *What is a Moderator*, strona internetowa 2009. https://whatisnuclear.com/physics/moderation.html