

# PODSTAWY FIZYKI REAKTORÓW JĄDROWYCH<sup>1</sup>

**Ludwik Dobrzyński**

Narodowe Centrum Badań Jądrowych w Świerku

oraz

Wydział Matematyczno-Fizyczny Uniwersytetu Kardynała Stefana Wyszyńskiego  
w Warszawie

Świerk, 2013

---

<sup>1</sup> Teorię reaktorów jądrowych można znaleźć np. w monografiach: S.Glasstone, M.C.Edlund, *Podstawy teorii reaktorów jądrowych*, PWN, Warszawa (1957) oraz M.Kiełkiewicz, *Teoria reaktorów jądrowych*, PWN, Warszawa (1987). Polecam też *Nowoczesne elektrownie jądrowe* Jerzego Kubowskiego, WNT, Warszawa (2009). Jedną z ostatnich monografii w języku angielskim, to T.Jevremovic, *Nuclear Principles in Engineering*, Springer (2009).

## SPIS TREŚCI

1. Energia jądrowa.....	3
Rys. 1.1 Energia wiązania na nukleon w funkcji liczby masowej.....	4
Rys. 1.2 Reakcje syntezy prowadzące od wodoru do tlenu .....	5
Rys. 1.12 Elektrownia jądrowa Calder Hall w ośrodku Sellafield w Anglii.....	15
2. Neutrony.....	17
2.1 Odkrycie neutronów i ich własności .....	17
2.2 Reakcje jądrowe wywoływane przez neutrony.....	22
3. Przekrój czynny .....	24
3.1 Pojęcie przekroju czynnego .....	24
3.2 Przekrój czynny na reakcję.....	28
3.3 Klasyfikacja neutronów.....	32
3.4 Strumień i prąd neutronów – warunki przestrzenne.....	32
4. Reakcja rozszczepienia .....	36
5. Reaktor.....	50
5.1 Elementy konstrukcyjne reaktora.....	50
5.2 Paliwo .....	53
5.3 Spowalnianie neutronów w moderatorze .....	60
5.5 Współczynnik mnożenia neutronów w reaktorze .....	72
5.6 Rozmiary krytyczne reaktora. Reflektor .....	81
5.7 Sterowanie reaktorem.....	86
5.8 Reaktywność i jej wpływ na kinetykę i dynamikę reaktora .....	92
5.9 Elementy paliwowe .....	96
5.10 Zatrucie reaktora .....	98
5.11 Promieniowanie Czerenkowa .....	103
5.12 Chłodzenie reaktora.....	107
5.13 Wypalanie paliwa.....	108
6. Elementy teorii transportu neutronów .....	113
6.1 Transport opisywany prawem Ficka .....	113
6.2. Ośrodek nieskończony. Punktowe i planarne źródła neutronów .....	119
6.3 Ośrodek o skończonych rozmiarach .....	121
6.4 Ośrodek, w którym zachodzi mnożenie liczby neutronów.....	123

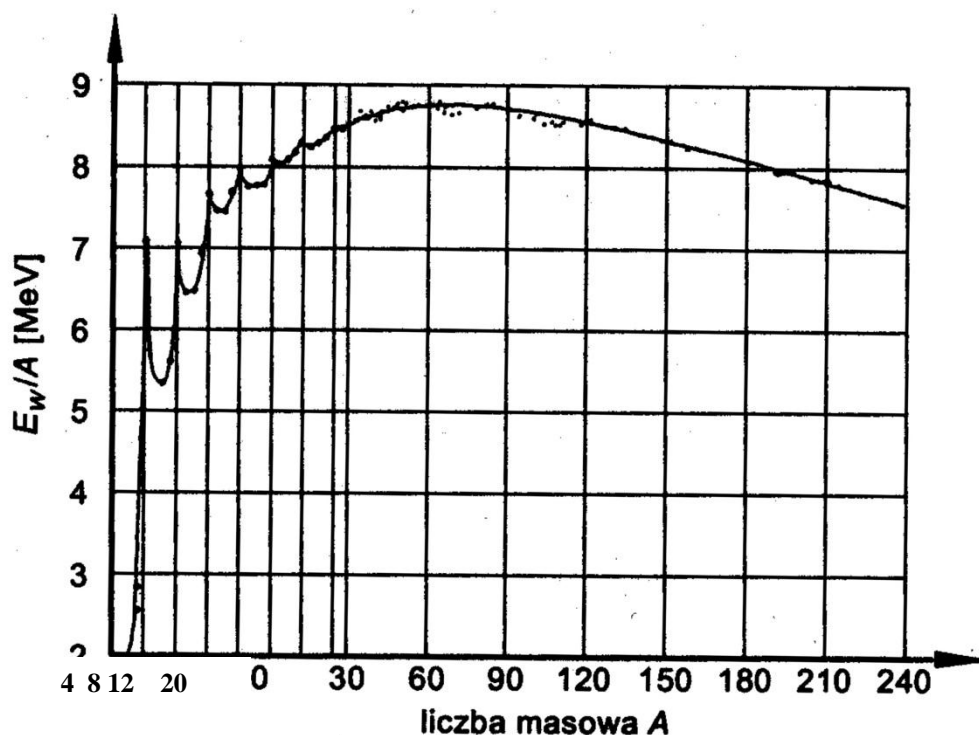
## 1. Energia jądrowa

W niniejszym rozdziale będziemy zajmowali się głównie energią, jaka drzemie w jądrach atomowych, energią, którą możemy uzyskać z pożytkiem dla ludzkości. Gwoli przypomnienia, mówimy o obiektach o rozmiarach rzędu  $10^{-15}$  m, składających się z dwóch rodzajów nukleonów: dodatnio naładowanych protonów i pozbawionych ładunku neutronów. Suma tych dwóch nukleonów w jądrze nosi nazwę **liczby masowej**, którą konwencjonalnie oznaczamy literą *A*. Każdy pierwiastek chemiczny ma ustaloną liczbę protonów w jądrze, podaje ją **liczba atomowa Z**, **izotopy** danego pierwiastka różnią się zaś liczbą neutronów w jądrze. Aby w pełni scharakteryzować konkretne jądro – nuklid – wprowadzamy zapis  ${}^A_ZX$ , gdzie X jest symbolem pierwiastka chemicznego.

Energia jądrowa wydzielana jest w procesach naturalnych rozpadów promieniotwórczych, w których emitowane są cząstki (alfa, beta, neutrony, ...) lub fotony (promieniowanie gamma) oraz procesach, w których doprowadzamy do reakcji jądrowej, w wyniku której wyzwolona zostaje energia. Do pierwszej grupy zaliczymy np. spontaniczne rozszczepienie jądra uranu, które będzie nas tu szczególnie interesowało. To jednak następuje rzadko, natomiast możemy względnie łatwo spowodować rozszczepienie tego jądra (przede wszystkim izotopu  ${}^{235}\text{U}$ ) przez neutron o niewielkiej energii. Również w wypadku syntezy (fuzji) jąder, np. jak na rys. 1.2, wydziela się energia. A wszystko to bierze swój początek w zależności **energii wiązania**, przypadającej na nukleon, od liczby masowej. Zależność tę, przedstawioną na rys.1.1, nazwano<sup>2</sup> „najważniejszym wykresem Wszechświata”.

---

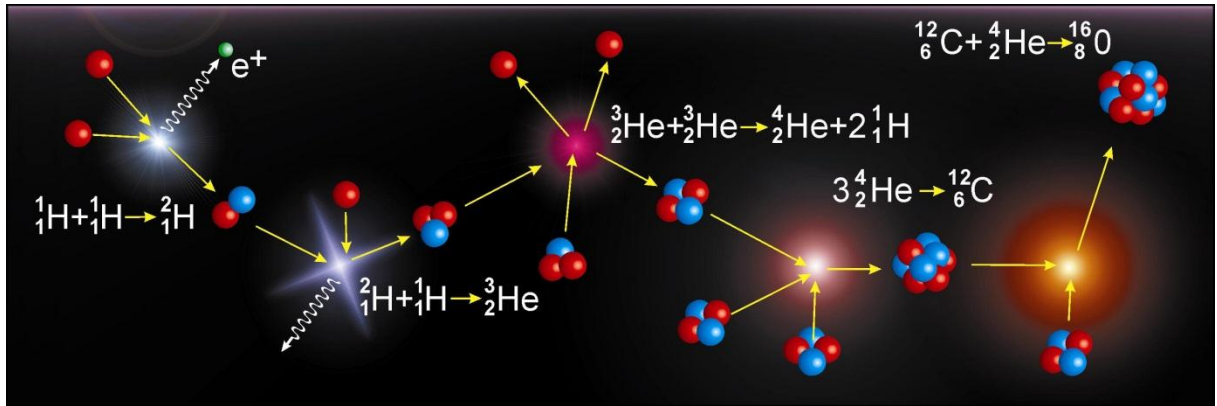
<sup>2</sup> Określenie to, autorstwa prof. Henryka Niewodniczańskiego, pojawia się w monografii A.Hrynkiewicza *Energia. Wyzwanie XXI wieku*, Wyd. UJ, Kraków (2002)



**Rys. 1.1** Energia wiązania na nukleon w funkcji liczby masowej

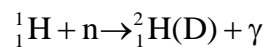
Pokazana na wykresie 1.1 energia wiązania na nukleon jest średnio tą energią, którą trzeba dostarczyć do jądra, aby uwolnić z niego jeden nukleon. Podobnie, jeśli nukleony wiążą się ze sobą w jedno jądro, wydziela się energia równa sumie energii wiązania nukleonów w tym jądrze. Z rys.1.1 wynika, że energia wiązania dla  $A = 4$ , a więc dla helu-4 ( ${}^4\text{He}$ ), wynosi ponad  $7 \text{ MeV/nukleon}$ <sup>3</sup>, podczas gdy dla  ${}^3\text{He}$  wynosi ona ok.  $2,5 \text{ MeV}$ . Synteza jąder wodoru w jądro helu (reakcja zachodząca na Słońcu), rys.1.2, powoduje wydzielenie energii  $26,1 \text{ MeV}$ . Widać także, że energia wiązania nukleonu zmniejsza się dla ciężkich jąder, a to oznacza, że rozpad ciężkiego jądra oznacza zysk energetyczny – przy transformacji od jądra ciężkiego do lżejszego musi wydzielić się część energii wiązania jądra. Właśnie dlatego, że przedstawiony na rys.1.1 wykres wyjaśnia z jednej strony źródło energii gwiazd, a z drugiej możliwość uzyskiwania energii z rozpadów, w szczególności z rozszczepienia jąder ciężkich, jak np. uran, wykres ten można rzeczywiście uznać za „najważniejszy wykres Wszechświata”.

<sup>3</sup>  $1 \text{ eV} = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ J}$



**Rys. 1.2 Reakcje syntezy prowadzące od wodoru do tlenu**

Dla ilustracji rozpatrzmy przypadek reakcji jądrowej neutronu z protonem, w wyniku której tworzy się deuter oraz foton gamma:



Utworzone jądro (deuter, D) doznaje odrzutu, a ponadto foton też unosi część energii. Suma tych dwóch energii, wynosząca w tym wypadku  $\Delta E = 2,22 \text{ MeV}$ , jest energią wiązania deuteronu, co oznacza, że do rozbicia deuteronu na proton i neutron potrzeba energii co najmniej  $2,22 \text{ MeV}$ . Gdyby energia układu po prawej stronie powyższej reakcji była wyższa niż układu po lewej stronie, taka reakcja byłaby niemożliwa: każdy układ stara znaleźć się w stanie o najniższej energii.

Zgodnie z równaniem napisanym po raz pierwszy przez Alberta Einsteina, zmiana energii jest ściśle związana ze zmianą masy. Tak więc zmniejszenie energii układu o  $\Delta E$  musi oznaczać odpowiedni ubytek masy  $\Delta m$ , związek między tymi wielkościami jest natomiast następujący:

$$\Delta E = \Delta m \cdot c^2, \quad (1.1)$$

gdzie  $\Delta m$  oznacza różnicę mas cząstek przed i po reakcji, a więc

$$\Delta m = (m_p + m_n) - M_D \quad (1.2)$$

W jednostkach masy atomowej [u]<sup>4</sup> wynosi ona<sup>5</sup>

$$(1,007276+1,008665)-(2,0141022-2\cdot 0.0005486) = 0,0023784,$$

co odpowiada energii 2,22 MeV, a więc 1,11 MeV na nukleon.

Teoretyczne obliczenia energii wiązania opierają się modelach i związanych z nimi przybliżeniach, niemniej jednak otrzymywane na ich podstawie wartości są w dobrej zgodności z danymi doświadczalnymi. W tzw. *modelu kropowym*, sprawdzającym się szczególnie dobrze w wypadku jąder ciężkich, a te nas będą głównie interesować, nukleony w jądrze traktuje się w podobny sposób jak cząsteczki w kropli cieczy, której gęstość nie zależy od rozmiarów kropli. Całkowita energia wiązania w takiej kropli jest proporcjonalna do liczby cząsteczek, a kształt powierzchni kropli jest ściśle związany z pojęciem napięcia powierzchniowego, zmniejszającego energię układu. Zgodnie z tym modelem energia powierzchniowa jest proporcjonalna do liczby nukleonów na powierzchni, a więc  $A^{2/3}$ . Energia ta będzie obniżała energię wiązania, podobnie jak energia związana z odpychaniem kulombowskim pomiędzy protonami, której wielkość jest proporcjonalna do  $Z(Z - 1)$ , gdzie  $Z$  jest liczbą atomową, a odwrotnie proporcjonalna do średniej odległości między nukleonami, proporcjonalnej do  $A^{1/3}$ . Tak więc w takim podejściu quasi-klasycznym energię wiązania możemy przedstawić jako

$$E_b = a_0 A - a_s A^{2/3} - a_c \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}}, \quad (1.3)$$

gdzie  $a_0$ ,  $a_s$  i  $a_c$  są pewnymi współczynnikami, które należy wyznaczyć empirycznie. Sam obraz jądra jako kropli cieczy jest o tyle dobrym modelem, że podobnie jak w cieczy, także w jądrze poszczególne nukleony oddziałują tylko z najbliższymi sobie nukleonami, zjawisko napięcia powierzchniowego zaś jest obserwowane w obu obiektach. Podobnie, jak cząsteczki w cieczy, nukleony także cechuje pewna energia ruchu – energia kinetyczna. Nawet takie zjawisko, jak parowanie kropli, można uznać za model straty nukleonów podczas różnych reakcji jądrowych.

---

<sup>4</sup>  $1 \text{ u} = 1,66053 \cdot 10^{-27} \text{ kg} = 931,494043(80) \text{ MeV}$ .

<sup>5</sup> Od masy atomu deuteru odjęliśmy dwie masy elektronowe ( $548,6 \cdot 10^{-6} \text{ u}$ ), aby uzyskać masę deuteronu

Do wyrażenia (1.3) należy jeszcze wprowadzić poprawki kwantowe, które uzależnione są od asymetrii pomiędzy liczbą protonów i neutronów oraz od tzw. efektu *pairingu*, tj. jednoczesnej parzystości liczb protonów i neutronów. Pierwszy efekt opisujemy parametrem  $(A/2 - Z)^2/A$ , który jest tożsamościowo równy zeru, gdy liczba neutronów w jądrze jest równa liczbie protonów. Drugi efekt opisuje różnicę energii wiązania odpowiadającej konfiguracji parzysto-parzystej i nieparzysto-nieparzystej. Efekt ten nie występuje dla jąder parzysto-nieparzystych i nieparzysto-parzystych. Ostatecznie, z dobrym przybliżeniem<sup>6</sup>

$$E_b = 15,75A - 17,8A^{2/3} - 0,71 \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} - 94,8 \frac{(A/2 - Z)^2}{A} \pm \frac{34}{A^{3/4}} \quad (1.4)$$

gdzie energia wiązania wyrażona jest w MeV, znak plus obowiązuje dla jąder parzysto-parzystych, a minus dla jąder nieparzysto-nieparzystych.

Model kropłowy nie jest jedynym modelem i nie wszystko wyjaśnia. W szczególności, masy obliczane z relacji (1.4) różnią się od wyznaczanych doświadczalnie. Wyjątkowo duże różnice, polegające na energii wiązania na nukleon ( $E_b/A$ ) wyraźnie większej od obliczonej, obserwujemy dla tzw. *jąder magicznych*, przy czym *liczbami magicznymi* są: 2 (np.  ${}^4\text{He}$ , w którym magiczną jest zarówno liczba protonów, jak i neutronów), 8 ( ${}^{16}\text{O}$  – podobnie jak  ${}^4\text{He}$  jądro podwójnie magiczne), 20 (podwójnie magiczne  ${}^{40}\text{Ca}$ ), 28 (Ni ze względu na liczbę protonów i  ${}^{51}\text{V}$  ze względu na liczbę neutronów), 50 (Sn ze względu na liczbę atomową i  ${}^{90}\text{Zr}$  ze względu na liczbę neutronów), 82 (odpowiednio Pb i  ${}^{136}\text{Xe}$ ) oraz 126 (podwójnie magiczny  ${}^{208}\text{Pb}$ :  $Z=82$  i  $N=126$ ). Przypomina to silnie konfiguracje elektronowe w atomie – maksymalne liczby elektronów, które mogą znaleźć się na poszczególnych orbitach.

Z wielu interesujących cech jąder magicznych zwracamy uwagę na wyraźnie zmniejszone wartości przekrojów czynnych na absorpcję powolnych neutronów. Jednocześnie z tych właśnie jąder jest stosunkowo najłatwiej wyrwać neutrony. Istnienie liczb magicznych nadzwyczaj przypomina sytuację w atomie, w którym mamy powłoki elektronowe, na których można maksymalnie umieszczać ściśle określoną wartość elektronów. Spowodowało to rozwój tzw. *modelu powłokowego jądra*, którego podwaliny zawdzięczamy laureatom Nagrody Nobla Marii Goeppert-Mayer i Hansowi Jensenowi, rys. 1.3.

<sup>6</sup> Wartości współczynników podane są w podręczniku K.N.Muchina, *Doświadczalna fizyka jądrowa*, t.I, WNT, Warszawa (1978)



**Rys. 1.3 Maria Goeppert-Mayer (źródło : [www.wikipedia.pl](http://www.wikipedia.pl)) i Johannes Hans Jensen (źródło: <http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/5/5c/Jensen.jpg>)**

Historia rozwoju energii jądrowej zaczyna się od przypadkowego odkrycia przez Henri Becquerela (rys. 1.4) dziwnej emanacji z rudy uranowej, która to emanacja zaczerniła film rentgenowski owinięty w czarny papier. Becquerel wykazał, że promieniowanie to składało się z promieniowania dwóch rodzajów, które nazwano alfa i beta. Nieco później J.Villard odkrył, że w promieniowaniu znajduje się także składowa elektromagnetyczna – promieniowanie gamma.



**Rys. 1.4 Henri Becquerel, Maria i Piotr Curie (źródło: [www.wikipedia.pl](http://www.wikipedia.pl))**

W 1898 r. Piotr i Maria Curie, rys. 1.4, wyizolowali polon i rad. W tym samym roku Samuel Prescott pokazał, że promieniowanie radu zabija bakterie w pożywieniu. W roku 1902 Ernest Rutherford (rys. 1.5) dowiódł, że emisja cząstek alfa lub beta przekształca oryginalny pierwiastek w inny, a w toku dalszych badań nad rozpraszaniem cząstek alfa wykazał, że wewnątrz atomu musi znajdować się znacznie mniejsze od niego jądro o ładunku dodatnim.





**Rys. 1.5 Ernest Rutherford (źródło: [www.wikipedia.pl](http://www.wikipedia.pl))**

Rosja włączyła się do intensywnych badań promieniotwórczości około roku 1909.

W roku 1911 Frederic Soddy (rys. 1.6) odkrył istnienie różnorodnych izotopów danego pierwiastka, a George de Hevesy (rys. 1.6) stwierdził, że łatwość wykrycia promieniowania pozwala na wykorzystanie izotopów promieniotwórczych jako znaczników.

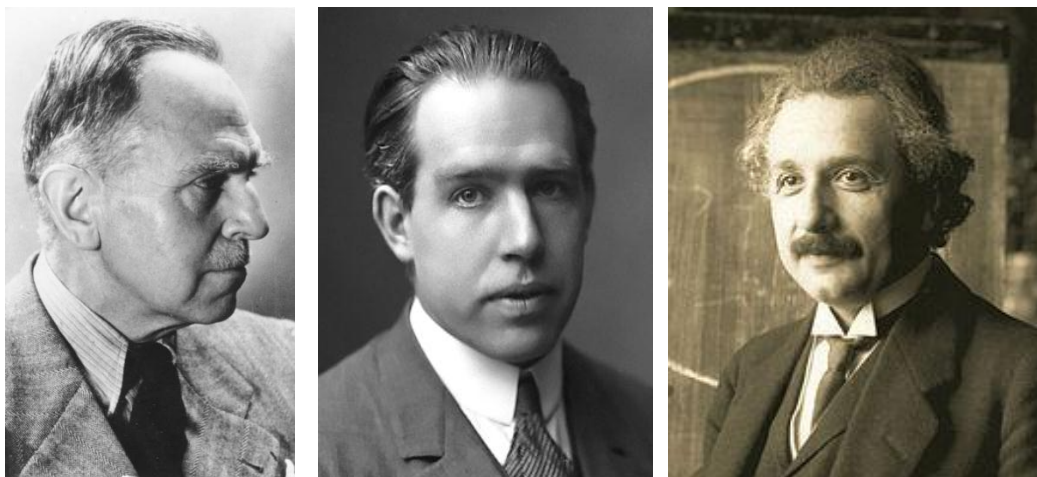
W roku 1932 James Chadwick (rys. 1.6) odkrył neutrony, a rok później Cockroft i Walton stwierdzili istnienie promieniotwórczości produktów reakcji z przyspieszonymi w akceleratorze protonami. Wreszcie Enrico Fermi (rys. 1.6) wykazał, że użycie neutronów pozwala na wyprodukowanie znacznie większej liczby izotopów promieniotwórczych niż przy użyciu protonów.

W roku 1939 Otto Hahn (rys. 1.7) i Fritz Strassman (rys. 1.8) odkryli zjawisko rozszczepienia, choć interpretację ich eksperymentu należy zawdzięczać Lise Meitner (rys. 1.8) i Jej siostrzeńcowi Otto Frischowi (rys. 1.8), którzy pracowali w tym czasie na wygnaniu z Niemiec pod okiem Nielsa Bohra (rys. 1.7). Obserwacja reakcji rozszczepienia przyniosła pierwsze potwierdzenie eksperymentalne słuszności relacji równoważności masy i energii, zapostulowanej przez Alberta Einsteina (rys. 1.7). Fizycy szybko zdali sobie sprawę z

ogromnej energii wyzwalanej w procesie rozszczepienia jąder uranu, a że czasy były wojenne, między Niemcami a Anglią i Ameryką toczyła się gra o to, kto pierwszy będzie umiał skorzystać z tej energii. Nie każdy wie, że pojęcie masy krytycznej, o którym powiemy więcej w dalszych rozdziałach, zawdzięczamy francuskiemu fizykowi, Jean Baptiste Perrinowi (rys. 1.9), laureatowi Nagrody Nobla za weryfikację hipotezy o istnieniu atomów. Teorie Perrina samopodtrzymującej się reakcji łańcuchowej zostały następnie rozwinięte przez angielskiego fizyka Rudolfa Peierlsa (rys. 1.9). Doceniając nowe możliwości stwarzane przez energię wyzwalaną w takiej reakcji, w Związku Radzieckim utworzono w roku 1940 specjalny Komitet ds. Problemu Uranu. Prace naukowe tego Komitetu zostały przerwane w związku z napaścią Niemiec na ZSRR.



**Rys. 1.6** Frederick Soddy (źródło: [http://pl.wikipedia.org/wiki/Frederick\\_Soddy](http://pl.wikipedia.org/wiki/Frederick_Soddy)), Georges de Hevesy (źródło: [http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/b/b4/George\\_de\\_Hevesy.jpg](http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/b/b4/George_de_Hevesy.jpg)), James Chadwick(źródło: [http://pl.wikipedia.org/wiki/James\\_Chadwick](http://pl.wikipedia.org/wiki/James_Chadwick)) i Enrico Fermi (źródło: [www.wikipedia.pl](http://www.wikipedia.pl))



**Rys. 1.7 Trzej Nobliści: Otto Hahn (Bundesarchiv, Bild 183-46019-0001 / CC-BY-SA), Niels Bohr i Albert Einstein (źródło: [www.wikipedia.pl](http://www.wikipedia.pl))**

W trakcie trwania intensywnego, wojennego wyścigu zbrojeń Peierls i Frisch wystosowali do rządu brytyjskiego dokument znany pod nazwą Memorandum Peierlsa-Frischa, w którym wykazywali, że z 5 kg  $^{235}\text{U}$  można stworzyć bardzo skuteczną bombę, której detonacja będzie równoważna kilku tysiącom ton dynamitu. Wskazali oni również na znaczenie izotopu  $^{235}\text{U}$ . Memorandum spowodowało silne zainteresowanie wielu brytyjskich uniwersytetów rozszczepieniem uranu. Uczni ci utworzyli tzw. Komitet MAUD (od imienia ... niani jednego z członków). Już w roku 1940 wykazano na Uniwersytecie w Cambridge, że przy użyciu powolnych neutronów można otrzymać samopodtrzymującą się reakcję w mieszaninie tlenku uranu i ciężkiej wody. Wkrótce też odkryto możliwość przekształcenia  $^{238}\text{U}$  w rozszczepialny  $^{239}\text{Pu}$ . W wyniku dalszych prac grupa MAUD przedstawiła raport wykazujący, że kontrolowana reakcja łańcuchowa może zostać wykorzystana do produkcji ciepła lub energii elektrycznej. Amerykanie nieco później niż Brytyjczycy zabrali się za studia nad nowymi możliwościami stworzenia broni, niemniej jednak szybko przegonili Brytyjczyków. Było to związane z intensywnie prowadzonymi badaniami nad separacją i wzbogacaniem uranu oraz produkcją rozszczepialnego plutonu. Tym ostatnim zagadnieniem zajmował się w szczególności odkrywca neutronu – James Chadwick, rys. 1.6. W roku 1942 badania przejęła pod swą „opiekę” armia, a same badania utajniono nawet przed dotychczasowymi partnerami – Brytyjczykami i Kanadyjczykami. Cała działalność naukowa została skierowana na produkcję bomby jądrowej.



Rys. 1.8 Fritz Strassman (źródło: <http://www.spartacus.schoolnet.co.uk>), Lise Meitner (źródło: [http://pl.wikipedia.org/wiki/Lise\\_Meitner](http://pl.wikipedia.org/wiki/Lise_Meitner)) i Otto Frisch (źródło: <http://www.spartacus.schoolnet.co.uk/GERfrisch.htm>)

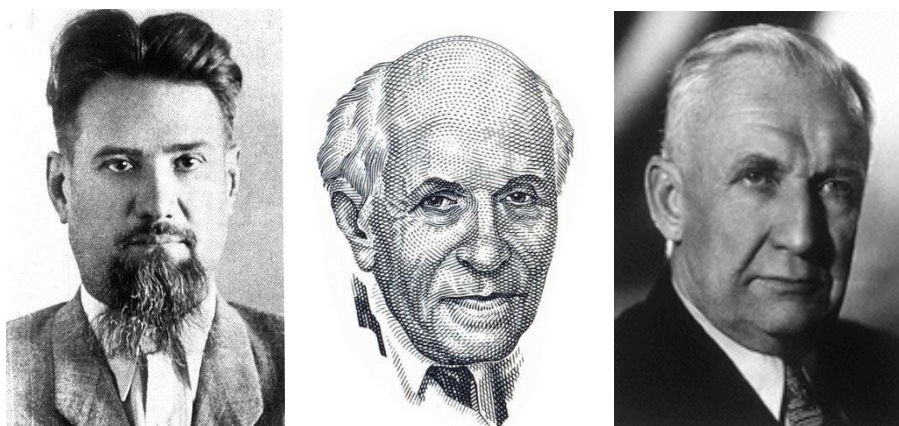


Rys. 1.9 Jean Baptiste Perrin ([http://pl.wikipedia.org/wiki/Jean\\_Baptiste\\_Perrin](http://pl.wikipedia.org/wiki/Jean_Baptiste_Perrin)), Rudolf Peierls () i Robert Oppenheimer ([http://pl.wikipedia.org/wiki/Robert\\_Oppenheimer](http://pl.wikipedia.org/wiki/Robert_Oppenheimer))

W 1942 r. Enrico Fermi skonstruował pierwszy *stos atomowy*, w którym przeprowadził kontrolowaną reakcję łańcuchową. W Argonne zbudowano pierwszy reaktor, w którym produkowano pluton na potrzeby militarne. Trzy wytwórnie ciężkiej wody zbudowano w Ameryce, jedną w Kanadzie. Pracujący pod kierunkiem Roberta Oppenheimera (rys. 1.9) zespół najbardziej utalentowanych fizyków, techników i matematyków pracował nad konstrukcją bomb uranowych i plutonowych w ramach tzw. *Projektu Manhattan*. 16 lipca 1945 r. przeprowadzono pierwszą eksplozję jądrową bomby plutonowej w Almagordo w Nowym Meksyku. O teście prostszej bomby uranowej nawet nie myślano, gdyż miano

pewność, że detonacja nastąpi zgodnie z planem. 6-go sierpnia 1945 r. zdetonowano nad Hiroszimą pierwszą bombę zbudowaną z uranu-235, a 9-go sierpnia zrzuciono bombę plutonową nad Nagasaki. Następnego dnia, 10-go sierpnia, rząd japoński poddał się, co zakończyło ostatecznie II Wojnę Światową. 2 września 1945 r. Cesarstwo Japonii podpisało akt o kapitulacji.

Rosjanie rozwijali swoje badania w wolniejszym tempie. Pierwszy stos atomowy do produkcji plutonu, tzw. F-1, został skonstruowany przez Igora Kurczatowa (rys.1.10) w 1946 roku. Centrum badań znajdowało się około 40 km od Moskwy w zamkniętej miejscowości Arzamas-16, w której budowano bombę plutonową. Pierwszy próbny wybuch takiej bomby został przeprowadzony w sierpniu 1947 roku na poligonie blisko Semipałatyńska w Kazachstanie. W tym czasie Andrej Sacharow i Igor Tamm (rys. 1.10) pracowali już nad konstrukcją bomby wodorowej.



**Rys. 1.10 Igor Kurczatow (<http://www.atominfo.pl/rosja.html>), Andrej Sacharow ([http://pl.wikipedia.org/wiki/Andrej\\_Sacharow](http://pl.wikipedia.org/wiki/Andrej_Sacharow)) i Igor Tamm ([http://pl.wikipedia.org/wiki/Igor\\_Tamm](http://pl.wikipedia.org/wiki/Igor_Tamm))**

Koniec wojny zwrócił także uwagę na możliwości pokojowego wykorzystania energii jądrowej choćby do produkcji elektryczności. Pierwszym zbudowanym reaktorem i to typu reaktora powielającego był reaktor EBR-1 (od ang. *Experimental Breeder Reactor*) w Idaho w USA, rys. 1.11. Uruchomiono go w grudniu 1951 r. Równolegle w USA i ZSRR prowadzono prace nad konstrukcją reaktorów różnych typów – nastąpiła era energetyki jądrowej, której zadanie jednak nie zawsze miało jedynie pokojowy charakter. Wystarczy choćby wspomnieć o budowie statków wojennych, w tym okrętów podwodnych, napędzanych energią jądrową. Pierwszym takim okrętem podwodnym był USS Nautilus

zwodowany w 1954 roku. Pierwsze okręty pojawiły się w obu konkurujących krajach w roku 1959. Na lądzie zaś budowano reaktory do produkcji plutonu, pozwalające usuwać z rdzenia reaktora pluton w chwili gdy zawartość izotopu nadającego się do bomby atomowej była w nim największa. Reaktory te powstawały w ośrodkach militarnych i ich bezpieczeństwo było znacznie niższe niż bezpieczeństwo elektrowni jądrowych. Utrzymywano je jednak w ruchu, gdyż uzyskiwany w ten sposób pluton nadawał się doskonale do bomb atomowych.



**Rys. 1.11 Pierwszy reaktor powielający EBR-1 w Idaho, USA (źródło: [www.atomictourist.com](http://www.atomictourist.com))**

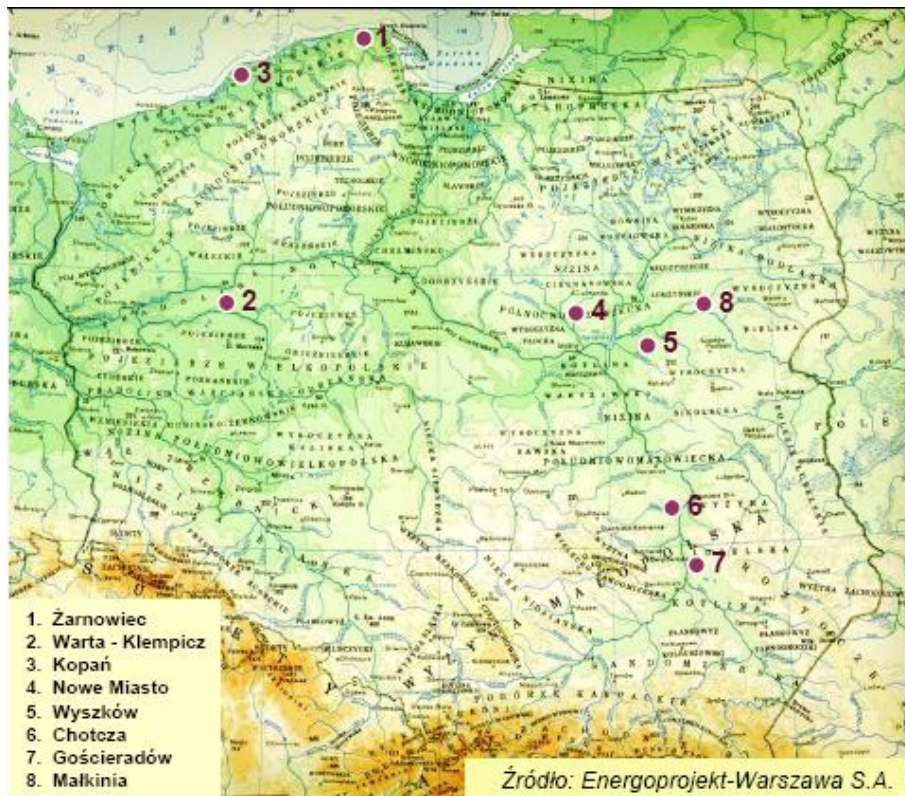
Ponieważ USA zdominowały produkcję wzbogaconego uranu, Brytyjczycy skoncentrowali się na budowie reaktorów opartych na naturalnym uranie metalicznym, z moderatorem grafitowym i chłodzeniem gazowym. Pierwszy reaktor Calder Hall-1 typu Magnox o mocy 50 MWe (rys. 1.12) uruchomiono w roku 1956 i pracował do roku 2004. Ogółem pracuje dziś na świecie około 440 bloków energetycznych napędzanych energią jądrową. Swoistym potentatem jest tu Francja, w której niemal 80% produkowanej energii elektrycznej pochodzi z energetyki jądrowej. Choć początek francuskiej energetyki jądrowej opierał się na reaktorach typu Magnox, wkrótce zostały one zdominowane przez tzw. reaktory wodno-ciepniowe – PWR (od ang. *Pressurized Water Reactor*). Związek Radziecki zbudował swoje pierwsze dwie wielkie elektrownie w roku 1964: w Białojarsku uruchomiono 100 MW reaktor z wrzącą wodą, w Nowoworoneżu zaś reaktor typu PWR (wg rosyjskiego skrótu –

WWER: *Wodno-Wodianoj Energeticzeskij Reaktor*) o mocy 210 MW. Rok 1973 przyniósł pierwszy reaktor typu RBMK, którego konstrukcję oparto na schematach reaktorów do produkcji plutonu. Choć reaktory RBMK (od ros. *Reaktor Bol'szoj Moszcznosti Kanal'nyj*) nie były stosowane do celów militarnych, pozwalały one jednak w razie potrzeby na przestawienie cyklu pracy tak, by szybko uzyskiwać duże ilości plutonu do produkcji bomb. Reaktor ten zbudowano także w Czarnobylu. Był on obciążony wadami w zakresie bezpieczeństwa, typowymi dla tych reaktorów i zawierał ponadto błędy konstrukcyjne, które pozostawały ukryte ze względu na wymagania tajności, które otaczały konstrukcję reaktorów RBMK. Wybuch reaktora RBMK w elektrowni jądrowej (EJ) w Czarnobylu 26 kwietnia 1986 r. znacząco zahamował na świecie prace nad energetyką jądrową.



**Rys. 1.12 Elektrownia jądrowa Calder Hall w ośrodku Sellafield w Anglii**

W Polsce planowano w latach 80. ubiegłego stulecia budowę około 10 reaktorów energetycznych (rys. 1.13). Pierwszy miał powstać w miejscowości Żarnowiec na Wybrzeżu, względnie niedaleko Gdańska. Niestety, rząd polski podjął w 1990 roku decyzję o zaprzestaniu już rozpoczętej budowy. Konsekwencje tej decyzji są dla Polski fatalne i dobrze się dzieje, że obecnie znów wraca się do planów rozwoju energetyki jądrowej. Jak jest ona ważna powiemy w toku tego wykładu. Na rys. 1.14 i 1.15 przedstawione są mapa topograficzna terenu planowanej elektrowni oraz jej model, będący – oprócz zalanych wodą fundamentów w Żarnowcu – jedyną pozostałością niedoszonego projektu.

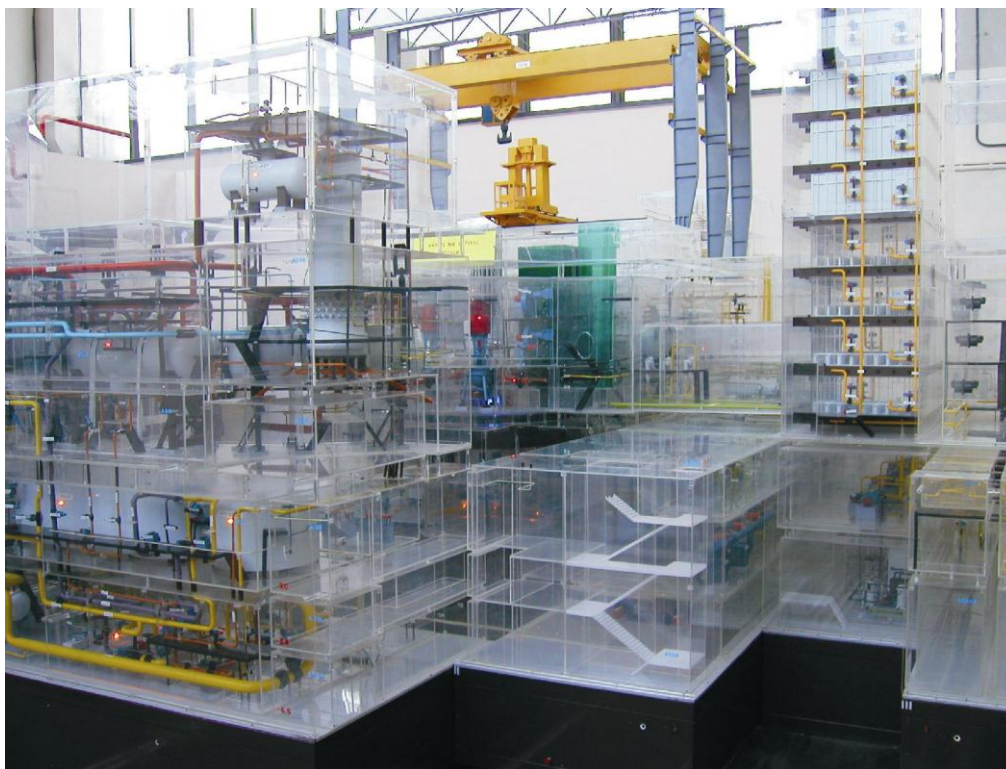


**Rys. 1.13 Planowane w Polsce rozmieszczenie elektrowni jądrowych w latach 80. ub. wieku**



**Rys.1.14 Mapa topograficzna terenu planowanego dla Elektrowni Jądrowej w Żarnowcu**





**Rys.1.15 Model Elektrowni Jądrowej dla Żarnowca<sup>7</sup>**

## **2. Neutrony**

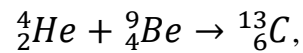
### **2.1 Odkrycie neutronów i ich własności**

Jak wspomnieliśmy, odkrywcą neutronu był James Chadwick. To był bardzo istotny przełom w rozumieniu struktury jąder atomowych, ale także ułamkowych średnich mas atomowych. W gruncie rzeczy, na tropie neutronu była córka Marii Skłodowskiej-Curie, Irena, która wraz ze swym mężem, Fryderykiem Joliot, badała własności dziwnego promieniowania odkrytego w 1930 r. przez W.Bothego i H.Beckera. Uczni ci zauważyli bowiem, że bombardowanie lekkich pierwiastków, jak np. beryl, bor czy lit, skutkuje emisją bardzo przenikliwego promieniowania. Należy pamiętać, że w owym czasie jedynym, znanym promieniowaniem tak przenikliwym było promieniowanie gamma. W roku 1932 Irena Joliot-Curie i Fryderyk Joliot (rys. 2.1) stwierdzili, że to tajemnicze promieniowanie wybija z parafiny i innych substancji zawierających wodór protony o wysokich energiach. Jednak tym, co doprowadziło ostatecznie do wykrycia neutronu była

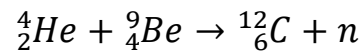
---

<sup>7</sup> można oglądać w Narodowym Centrum Badań Jądrowych w Świerku

obserwacja reakcji cząstek alfa z izotopem berylu-9. O ile małżeństwo Joliot-Cuire uważało, że reakcja przebiega wg schematu:

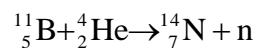


Chadwick, nieco później choć w tym samym roku 1932, odgadł, a następnie potwierdził eksperymentalnie, że schemat jest inny, a mianowicie:



Rys.2.1 Irena ( [http://pl.wikipedia.org/wiki/Irena\\_Joliot-Curie](http://pl.wikipedia.org/wiki/Irena_Joliot-Curie)) i Fryderyk Joliot-Curie ( [http://en.wikipedia.org/wiki/Frédéric\\_Joliot-Curie](http://en.wikipedia.org/wiki/Frédéric_Joliot-Curie))

Inną reakcją, w której Chadwick wykazał tworzenie się masywnych neutronów była reakcja cząstek alfa z izotopem boru:

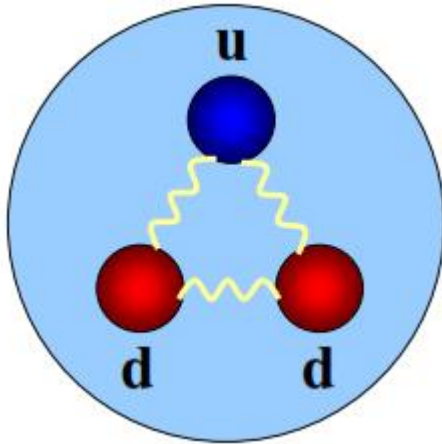


Masa neutronu<sup>8</sup>, to  $1,674928(1) \cdot 10^{-27}$  kg. Przeliczając masę neutronu na energię, masa ta odpowiada 939,57 MeV. Jest ona 1839 razy większa od masy elektronu.

Na wewnętrzną strukturę neutronu składają się trzy **kwarki**: *udd*, dające w sumie zerowy ładunek elektryczny (ściśle mówiąc, mniejszy od  $4 \cdot 10^{-20}e$ ). Kwarki wiążą **gluony**, rys. 2.2.

---

<sup>8</sup> Dane liczbowe wzięte z *Neutron Data Booklet* pod red. A.-J. Dianoux i G.Landera, Institut Laue-Langevin, Grenoble (2002)



**Rys. 2.2 Poglądowa struktura neutronu.**  
**Białe linie symbolizują gluony**

Pomimo braku ładunku elektrycznego, a więc braku bezpośredniego oddziaływania elektromagnetycznego z otoczeniem, neutron ma moment magnetyczny wynoszący

$$\mu = -9,6491783(18) \cdot 10^{-27} \text{ JT}^{-1} = -1,9130427(5) \mu_N,$$

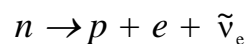
gdzie  $\mu_N$  oznacza jądrowy magneton Bohra,  $e\hbar/2m_p$  ( $m_p$  – masa protonu). Istnienie momentu magnetycznego jest ściśle związane ze spinowym momentem pędu neutronu

$$s = \hbar/2$$

Neutron jest cząstką nietrwałą i rozpada się ze średnim czasem życia

$$\tau = 885,9 (8) \text{ s}$$

wg schematu



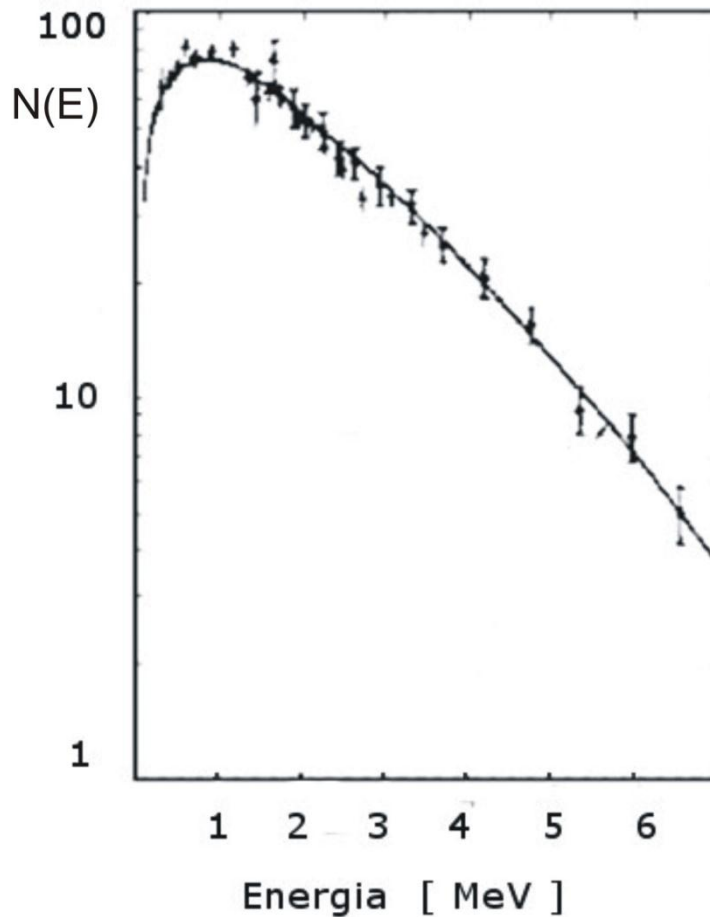
Okres połowicznego zaniku wynosi dla neutronu 10,3 min.

Istnieje kilka rodzajów źródeł neutronów. O najmocniejszym z nich, reaktorze jądrowym będziemy mówili w dalszych rozdziałach. Specyficznym źródłem jest izotop kalifornu-252, który rozszczepia się podobnie jak uran na dwa lżejsze jądra (*fragmenty rozszczepienia*), a w

tej reakcji powstają neutrony (średnio 3,8 na rozpad) o energii 2,3 MeV. Ich natężenie jest stosunkowo źle opisane zależnością

$$N \sim e^{-0,88E} \sinh(\sqrt{2E}),$$

gdzie energia wyrażona jest w MeV. Na rys. 2.3 pokazane jest zmierzone widmo neutronów z rozpadu  $^{252}_{98}\text{Cf}$ . 1 mg tego izotopu emituje  $3 \cdot 10^9$  neutronów/s! W Tabeli 2.1 pokazujemy typowe źródła neutronów powstających w reakcjach typu  $(\alpha, n)$  wraz z ich wydajnością tj. liczbą neutronów produkowanych na sekundę przez 1 g źródła.



**Rys. 2.3** Widmo neutronów emitowanych z izotopu  $^{252}_{98}\text{Cf}$ . Widmo to dobrze opisuje wzór  $N(E) \propto e^{-0,88E} \sinh((2E)^{1,2})$ , gdzie E wyrażone jest w MeV

Tabela 2.1 Źródła neutronów opartych na reakcji ( $\alpha,n$ )

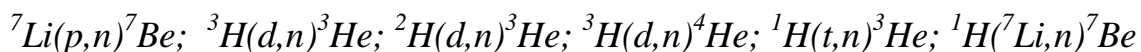
Źródło	Okres połowicznego zaniku	Wydajność [n/s/g]	Typowa energia neutronów [MeV]
$^{239}\text{Pu-Be}$	24400 lat	$10^9$	4
$^{226}\text{Ra-Be}$	1620 lat	$1,3 \cdot 10^7$	4
$^{241}\text{Am-Be}$	458 lat	$1,0 \cdot 10^7$	4
$^{227}\text{Ac-Be}$	21,8 lat	$1,1 \cdot 10^9$	4
$^{228}\text{Th-Be}$	1,91 lat	$1,7 \cdot 10^{10}$	4
$^{210}\text{Po-Be}$	138 dni	$1,28 \cdot 10^{10}$	4,3

Oprócz źródeł wymienionych w Tab. 2.1 mamy typowe dwa źródła neutronów oparte na reakcji typu ( $\gamma,n$ ). Dwa z nich wymienione są w Tab. 2.2.

Tab. 2.2 Źródła neutronów opartych na reakcji ( $\gamma,n$ )

Źródło	Okres połowicznego zaniku	Wydajność [n/s/g]	Typowa energia neutronów [MeV]
$^{140}\text{La-Be}$	40,2 godz.	$10^7$	2
$^{124}\text{Sb-Be}$	60,9 dni	$2,7 \cdot 10^9$	0,024

Źródła neutronów są także tworzone w reakcjach jądrowych cząstek przyspieszanych w akceleratorach. Mogą być nimi protony, deuterony, elektrony itp. Przykładowymi reakcjami są tu<sup>9</sup>:



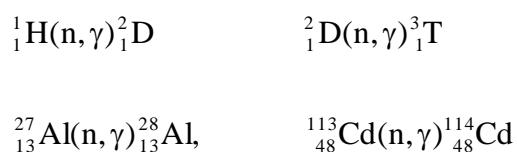
Dla kompletności materiału należy wspomnieć także o tzw. *fontoneutronach* wyzwanych w reakcjach promieniowania gamma z deuterem czy berylem-9. Oba te nuklidy mają na tyle niewielką energię wiązania, że wywołanie odpowiedniej reakcji nie wymaga użycia bardzo wysokich energii promieniowania gamma.

<sup>9</sup> Zapis reakcji  $X(x,y)Y$  jest równoważny zapisowi  $X+x \rightarrow Y+y$

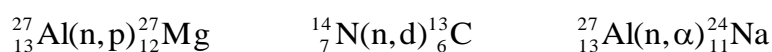
Zanim powiemy o neutronach tworzonych w wyniku reakcji rozszczepienia w reaktorach stacjonarnych i impulsowych, a także w wyniku syntezy jądrowej, skupimy się na reakcjach wywoływanych przez neutrony.

## 2.2 Reakcje jądrowe wywoływane przez neutrony

Niewątpliwie najważniejszym oddziaływaniem neutronów jest oddziaływanie z jądrami atomowymi. W szczególności neutrony mogą wywoływać szereg reakcji jądrowych. Prawdopodobieństwo zajścia tych reakcji zależy silnie od energii neutronów. I tak, typowymi reakcjami neutronów powolnych o energiach rzędu ułamków elektronowolta<sup>10</sup> (neutrony te nazywamy *termicznymi*, gdyż ich energie odpowiadają temperaturze pokojowej) są reakcje (n,γ), jak np.



Istnieje też szereg reakcji typu (n,p), (n,d) czy (n,α), jak np.



Reakcje z neutronami mogą być zarówno egzo-, jak i endotermiczne. W pierwszych (jak np.  ${}^{27}_{13}\text{Al}(n, \gamma){}^{28}_{13}\text{Al}$ ) **ciepło reakcji  $Q$**  (2.1) jest dodatnie, w drugich (np.  ${}^{14}_7\text{N}(n, d){}^{13}_6\text{C}$ ) - ujemne. Oznacza to, że w reakcjach pierwszego rodzaju wyzwala się energia, do zajścia zaś reakcji drugiego typu energia musi zostać dostarczona przez neutrony o odpowiedniej energii kinetycznej. Wspomniana na początku reakcja cząstek alfa z berylem-9 ( ${}^9\text{Be}$ ) jest egzotermiczna, ale jest także reakcją odwracalną w tym sensie, że odpowiednio szybki neutron w reakcji z węglem-12 produkuje jądro  ${}^9\text{Be}$  i cząstkę  $\alpha$ . Obliczenie ciepła reakcji

---

<sup>10</sup> 1 eV = 1,161·10<sup>4</sup> K

opiera się na rachunku mas spoczynkowych cząstek wchodzących w reakcję. Dla reakcji, którą zapiszemy schematycznie jako  $X(x,y)Y$ , ciepło reakcji definiujemy jako:

$$Q \equiv \Delta m \cdot c^2 = [(M_X + m_x) - (M_Y + m_y)] \cdot c^2, \quad (2.1)$$

gdzie  $\Delta m$  oznacza zmianę sumy mas w reakcji, a masy cząstek oznaczone są przez  $m$  lub  $M$  ze wskaźnikiem dolnym pisany z dużej lub małej litery w zależności od tego, czy mówimy o jądrze, czy o cząstce. Łatwo zauważyć, że dla  $Q < 0$  cząstka bombardująca jądro utraci część swej energii na energię odrzutu ( $E_R$ ) jądra, stąd też w wypadku reakcji endoenergetycznych minimalna energia wymagana dla zajścia reakcji, tzw. *energia progowa reakcji* musi być sumą ciepła reakcji (jego bezwzględnej wartości) i energii odrzutu:

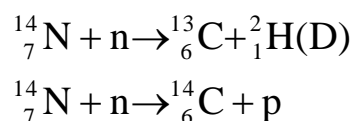
$$E_{\text{prog}} = |Q| + E_R \quad (2.2)$$

Dla cząstek nierelatywistycznych łatwo obliczyć, że

$$E_{\text{prog}} = |Q| \left( 1 + \frac{m_x}{M_X} \right) \quad (2.3)$$

Z analizy mas można przekonać się, że dla neutronów o energiach poniżej 1 MeV jedynymi możliwymi reakcjami są reakcje typu  $(n, \gamma)$ .

Na koniec warto wspomnieć, że mogą istnieć różne **kanaly reakcji**. Inaczej mówiąc, neutrony w oddziaływaniu z danym jądrem mogą inicjować reakcje prowadzące do różnych produktów końcowych, jak np.



Sam przebieg reakcji jądrowej jest dwuetapowy. W pierwszej chwili tworzy się układ złożony (jądro tarczy „wzbogacone” o neutron – **jądro złożone**), a następnie układ ten rozpada się na

końcowe produkty reakcji. O reakcji  $(n,\gamma)$  mówimy jako o **reakcji promienistego wychwytu neutronu**. W reakcji może jednak być emitowany neutron o energii takiej samej, jak neutron padający, inicjujący reakcję, albo energii innej. W takich wypadkach będziemy więc mieli do czynienia *de facto* z rozpraszaniem neutronu, które nazywamy odpowiednio **sprężystym (elastycznym)** i **niesprężystym (nieelastycznym)**.

Zjawiska zachodzące w świecie mikroskopowym rządzone są prawami probabilistyki. W fizyce jądrowej prawdopodobieństwa różnych reakcji opisujemy przy pomocy tzw. **przekroju czynnego**, będącego miarą tych prawdopodobieństw.

### 3. Przekrój czynny

#### 3.1 Pojęcie przekroju czynnego

Wprowadzenie pojęcia przekroju czynnego można dokonywać w różny sposób. Najprościej chyba zacząć od przypomnienia opisu osłabiania natężenia promieniowania przy przejściu przez płytkę o skończonej grubości  $t$ . Zakładamy, że każdy nieskończenie mały fragment tej grubości  $dt$  pochłania (osłabia) promieniowanie w ten sam sposób, tj. zatrzymuje zawsze ten sam ułamek natężenia (liczby cząstek)  $I(t)$  padającego na warstwę. Tak więc, zatrzymywana w warstwie liczba cząstek (strata natężenia  $dI$ ) wynosi:

$$dI(t) = -\mu I(t)dt, \quad (3.1)$$

gdzie w wypadku pochłaniania światła, promieniowania X czy promieniowania  $\gamma$  współczynnik  $\mu$  jest znany pod nazwą liniowego współczynnika absorpcji. Współczynnik ten jest niewątpliwie miarą zjawisk, które prowadzą do osłabiania wiązki przechodzącej przez materiał, a ponieważ zjawiska te mogą być bardzo różne, należy za każdym razem wiedzieć, które to mechanizmy prowadzą do osłabienia wiązki. W wypadku neutronów jednym z nich może być zderzenie neutronu z jądrem materiału i wybicie neutronu z kierunku jego początkowego toru. Innym – absorpcja neutronu przez jądro. Podobnie jak w wypadku pochłaniania światła, tak i tu możemy założyć, że liczba zderzeń neutronu w każdej warstwie o grubości  $dx$  jest taka sama, a więc możemy zmianę liczby neutronów na głębokości  $x$  opisać w pełni analogicznym do (3.1) równaniem:



$$dI(x) = -\Sigma_t I(x)dx, \quad (3.2)$$

gdzie współczynnik  $\Sigma_t$  nazywamy **makroskopowym przekrojem czynnym**. Indeks t oznacza, że mówimy tu o całkowitym przekroju czynnym, który może obejmować wiele mechanizmów, w wyniku których natężenie promieniowania (np. neutronów) będzie się zmniejszało. Oczywiście rozwiązanie równań (3.1) i (3.2) ma znany, eksponencjalny przebieg:

$$I(x) = I(0)e^{-\Sigma_t x} \quad (3.3)$$

Możemy bezpiecznie założyć, że makroskopowy przekrój czynny jest proporcjonalny do gęstości materii,  $N_M$ , przez którą przechodzi promieniowanie (strumień cząstek). Współczynnik proporcjonalności nazwiemy **mikroskopowym przekrojem czynnym** i oznaczymy symbolem  $\sigma_t$ :

$$\Sigma_t = \sigma_t N_M \quad (3.4)$$

Jest rzeczą oczywistą, że przekrój czynny  $\sigma_t$  musi być mierzony w  $\text{cm}^2$ , ma więc wymiar powierzchni, a zwyczajowo mierzymy go w **barnach**:

$$1 \text{ b} = 10^{-24} \text{ cm}^2 \quad (3.5)$$

Na całkowity przekrój czynny składa się zarówno proces rozpraszania, jak i absorpcji – należy więc charakteryzować układ co najmniej dwoma przekrojami czynnymi: na rozpraszanie,  $\sigma_s$  (s- od ang. *scattering*) i na absorpcję,  $\sigma_a$ , a zatem  $\sigma_t = \sigma_s + \sigma_a$ . Rozpraszanie może zachodzić bez zmian energii cząstki – mówimy wtedy o rozpraszaniu sprężystym (elastycznym) opisywanym przekrojem czynnym  $\sigma_e$  oraz ze zmianą energii, co opisywane jest przekrojem czynnym na rozpraszanie niesprężyste (nieelastyczne),  $\sigma_{inel}$ . Przekrój czynny  $\sigma_s$  jest więc sumą  $\sigma_e$  i  $\sigma_{inel}$ . Z kolei w wyniku absorpcji cząstki mogą zajść najrozmaitsze procesy, jak rozszczepienie, wychwyt, reakcja z produkcją różnych cząstek – mówimy o istnieniu różnych kanałów reakcji.

Wróćmy na moment do wzoru (3.3).  $I(x)$  oznacza natężenie (liczbę) cząstek, które przebyły drogę  $x$  w materiale.  $I(0)$  oznacza liczbę cząstek padających na badany obiekt. Tak więc ostatni czynnik, eksponencjalny, ma znaczenie prawdopodobieństwa, że cząstki padające nie zderzą się z jądrami penetrowanego materiału i będą kontynuowały swój lot wzdłuż pierwotnej trajektorii. Jeśli tak, to funkcja

$$1 - e^{-\Sigma_t x} \quad (3.6)$$

musi oznaczać prawdopodobieństwo pierwszego zderzenia się z jądrem materiału na głębokości  $x$ . Reasumując, makroskopowy przekrój czynny oznacza więc po prostu prawdopodobieństwo zderzenia padającej cząstki na jednostkę długości w materiale, a iloczyn  $\Sigma_t dx$  oznacza prawdopodobieństwo zderzenia cząstki (oddziaływania) wewnątrz odcinka o grubości  $dx$ . Korzystając z reguł prawdopodobieństwa, prawdopodobieństwo, że np. neutron będzie oddziaływał wewnątrz materii na odcinku  $dx$  wokół głębokości  $x$ , a więc w obszarze  $(x, x+dx)$ , będzie iloczynem prawdopodobieństwa oddziaływania na odcinku  $dx$  po przejściu bez oddziaływania odcinka o długości  $x$ :

$$(\Sigma_t dx) \cdot e^{-\Sigma_t x} \quad (3.7),$$

a prawdopodobieństwo (ściślej – gęstość prawdopodobieństwa) pierwszego oddziaływania dopiero w obszarze  $(x, x+dx)$  musi być dane przez

$$\Sigma_t \cdot e^{-\Sigma_t x} \quad (3.8)$$

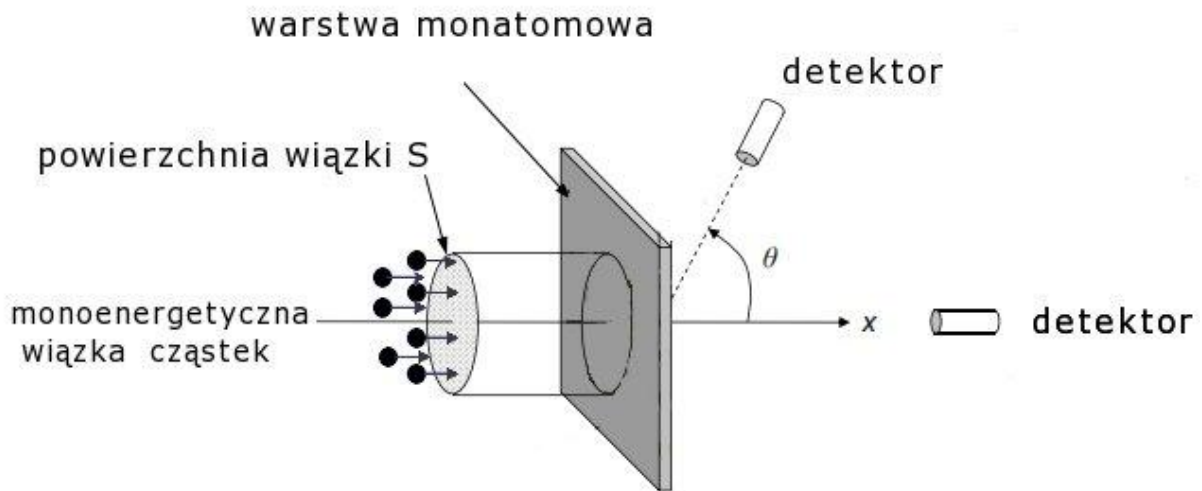
Oczywiście, jeśli głębokość (grubość) materiału byłaby nieskończona, cząstka padająca musiałaby przy najmniej raz oddziaływać z którymś z jąder materiału, tak więc

$$\int_0^{\infty} \Sigma_t \cdot e^{-\Sigma_t x} dx = 1, \quad (3.9)$$

a średnia odległość, którą przebędzie cząstka bez zderzenia (oddziaływania) wyniesie

$$\int_0^{\infty} x \Sigma_t \cdot e^{-\Sigma_t x} dx = \frac{1}{\Sigma_t} \equiv \lambda_t \quad (3.10)$$

Długość  $\lambda_t$  nazywamy średnią drogą swobodną, jej odwrotność zaś musi oznaczać liczbę zderzeń na jednostkę długości, co jest inną interpretacją wielkości makroskopowego przekroju czynnego  $\Sigma_t$ .



**Rys. 3.1 Rysunek pomocniczy dotyczący przechodzenia cząstek przez materię**

Możemy teraz spróbować rozwikłać sens nazwy mikroskopowego przekroju czynnego, mierzonego, jak pokazaliśmy, w jednostkach powierzchni. Na rys. 3.1 pokazujemy strumień cząstek padających na badany obiekt w formie płytki. Przyjmijmy dla prostoty, że wszystkie cząstki mają tę samą prędkość. Niech powierzchnia przekroju poprzecznego wiązki padającej wynosi  $S$ , liczba zaś cząstek padających w jednostce czasu i powierzchni (strumień cząstek) wynosi  $I$  [cząstek/cm<sup>2</sup>s]. Za płytką ustawiamy detektor pod dowolnym kątem względem kierunku padania cząstek. Przyjmijmy, że w jednostce objętości materiału o grubości pojedynczej warstwy atomowej mamy  $N$  jąder, z którymi nasze cząstki mogą oddziaływać, rodzaj oddziaływania oznaczmy zaś literą  $\sigma$ . Zgodnie z naszymi dotychczasowymi oznaczeniami liczba zachodzących w materiale zderzeń (reakcji) wynosi

$$R_o = \sigma_o \cdot I \cdot N \quad (3.11)$$

Jeśli liczba atomowa pierwiastków w materiale wynosi  $A$ , łatwo zobaczyć, że  $\sigma_o/A$  jest po prostu prawdopodobieństwem, że jedna z cząstek padających będzie oddziaływała z

materiałem, wielkość  $R_o$  zaś oznacza częstość reakcji zachodzących w jednostce powierzchni i czasu. Zauważmy, że w tym podejściu iloczyn  $N \cdot \sigma_o$  musi być miarą powierzchni, którą zajmują jądra materiału eksponowane na wiązkę cząstek padających.

Strumień monoenergetycznych cząstek w liczbie  $n/\text{cm}^3$  łatwo obliczyć jeśli poruszają się one z prędkością  $v$ , która jest miarą drogi przebywanej przez cząstki w jednostce czasu:

$$I [\text{cząstek}/\text{cm}^2\text{s}] = n [\text{cząstek}/\text{cm}^3] \cdot v [\text{cm/s}] \quad (3.12)$$

Jeśli rozpatrzmy grubość materiału przekraczającą jedną warstwę atomową, we wzorze (2.14) wartość  $N$  powinna oznaczać gęstość ułożenia atomów, a  $R_o$  będzie częstością reakcji w jednostce objętości materiału i jednostce czasu. Z kolei liczbę jąder w jednostce objętości materiału (tzw. *gęstość liczbowa*) łatwo obliczyć jeśli się zna gęstość materiału  $\rho$  (monoatomowego z założenia) i jego liczbę atomową:

$$N = \frac{N_{Av} \cdot \rho}{A} \quad (3.13)$$

### 3.2 Przekrój czynny na reakcję

Z powyższego opisu reakcji wynika, że przekrój czynny dla danego typu reakcji  $(n,x)$  musi być opisany iloczynem

$$\sigma(n, x) = \sigma_c \cdot P_x, \quad (3.14)$$

gdzie  $\sigma_c$  oznacza przekrój czynny na powstanie jądra złożonego (neutron plus jądro pierwotne), a  $P_x$  oznacza prawdopodobieństwo emisji cząstki  $x$  z tego jądra. Powstanie produktów rozpadu wymaga z reguły skończonego czasu, znacznie dłuższego od czasu potrzebnego na przejście cząstki przez jądro. Dzięki temu sam rozpad przestaje zależeć od sposobu, w jaki zostało utworzone jądro złożone.

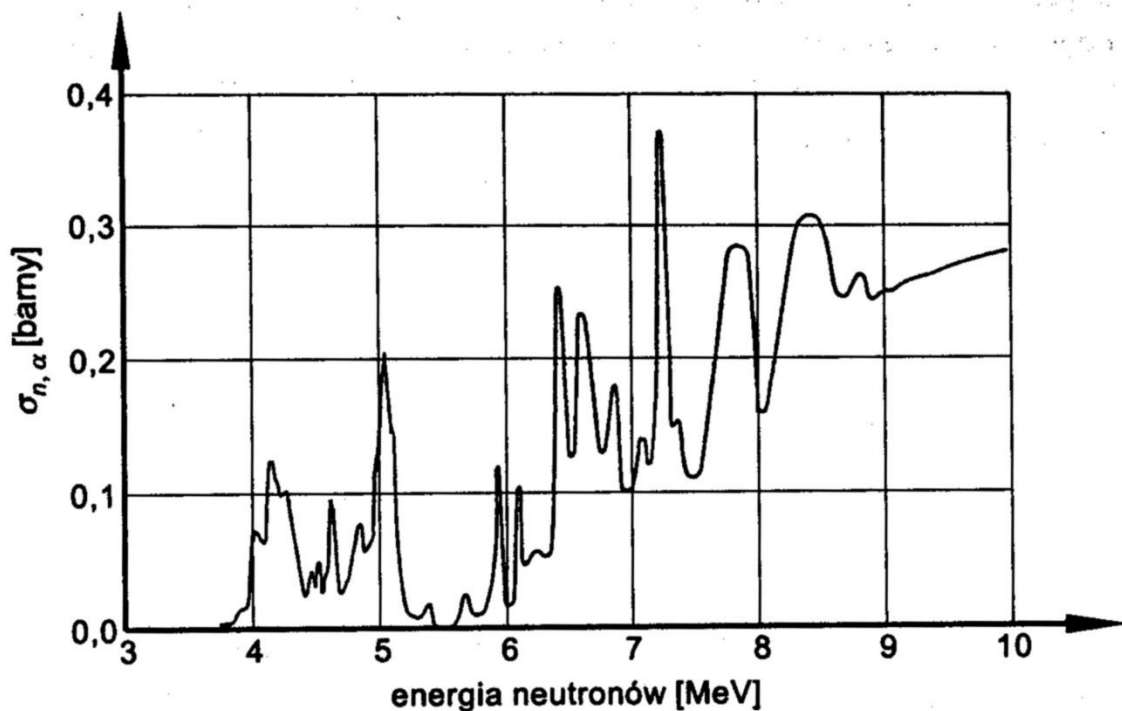
Możliwe procesy (kanały) reakcji neutronów, to:

- wychwyt radiacyjny, a więc reakcja  $(n,\gamma)$ ; przykładem mogą być reakcje  $^{23}\text{Na}(n,\gamma)^{24}\text{Na}^*$ , gdzie gwiazdka oznacza powstanie jądra wzbudzonego
- emisja cząstek  $\alpha$  – reakcja  $(n,\alpha)$ ; przykład:  $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ ,  $^6\text{Li}(n,\alpha)^3\text{H}$
- emisja protonu np.  $^{14}\text{N}(n,p)^{14}\text{C}$ ,  $^{31}\text{P}(n,p)^{31}\text{Si}$
- rozpraszanie sprężyste  $(n,n)$
- rozpraszanie niesprężyste  $(n,n')$
- reakcja mnożąca liczbę neutronów, np.  $(n,2n)$ ,  $(n,3n)$  itp., jak w reakcjach  $^{63}\text{Cu}(n,2n)^{62}\text{Cu}$
- Reakcja rozszczepienia  $(n,f)$  np.  $n + ^{235}_{92}\text{U} \rightarrow ^{144}_{56}\text{Ba} + ^{89}_{36}\text{Kr} + 3n$

Czas rozpadu jest odwrotnie proporcjonalny do szerokości poziomu energetycznego jądra złożonego. Szerokość ta jest różna dla różnych kanałów rozpadu, jeśli więc istnieją różne kanały, to szerokość całkowita  $\Gamma$  jest sumą cząstkowych szerokości  $\Gamma_i$ , z których każda odpowiada danemu typowi rozpadu. Tak więc równanie (3.14) można zapisać w innej postaci:

$$\sigma(n, x) = \sigma_c \cdot \frac{\Gamma_x}{\Gamma} \quad (3.15)$$

Jeśli chodzi o wielkość  $\sigma_c$ , ta zależy od energii padającego neutronu i w wypadku granicznym, dla energii rzędu kilkunastu megaelektronowoltów, przekrój czynny  $\sigma_c$  wynosi  $\pi R^2$ , gdzie  $R$  jest promieniem jądra. Ponieważ dla energii neutronów poniżej 1 MeV szerokość  $\Gamma_n \gg \Gamma_\gamma$ , oznacza to, że w tym zakresie energii dominującym efektem będzie rozpraszanie neutronów. Przekrój czynny  $\sigma_c$  w funkcji energii wykazuje w tym obszarze szereg ostrych maksimów. Inaczej mówiąc, mamy w tym zakresie energii często do czynienia z tzw. *rezonansowym wychwytem neutronów*. Rys.3.2 pokazuje dla przykładu przekrój czynny na reakcję  $^{16}\text{O}(n,\alpha)^{13}\text{C}$  w funkcji energii neutronu.



Rys. 3.2 Przekrój czynny na reakcję  $^{16}\text{O}(n,\alpha)^{13}\text{C}$  w funkcji energii neutronu<sup>11</sup>

W obszarze energii rezonansowych przekrój czynny na reakcję typu (n,x) opisany jest *wzorem Breita-Wignera*:

$$\sigma(n, x) = \pi(\lambda / 2\pi)^2 \frac{\Gamma_n \Gamma_x}{(E - E_0)^2 + (\Gamma / 2)^2}, \quad (3.16)$$

gdzie  $\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_x + \dots$  – szerokość poziomu ze względu na wszystkie kanały rozpadu jądra złożonego, a  $\lambda$  oznacza długość fali neutronu:

$$\lambda = h / mv = \frac{h}{\sqrt{2mE}}, \quad (3.17)$$

gdzie  $h$  oznacza stałą Plancka<sup>12</sup>,  $m$  – masę neutronu, a  $v$  – jego prędkość. W przekroju czynnym (3.16) pominięto czynnik, który opisuje zależność przekroju czynnego od spinów

<sup>11</sup> K.H.Beckurts, K.Wirtz, *Neutron Physics*, Springer-Verlag, Berlin (1964), cyt. w B. Dziunikowski, *O fizyce i technice jądrowej*, AGH, Kraków (2001)

jądra tarczy, jądra złożonego i neutronu. Łatwo sprawdzić, że w skrajnym wypadku rezonansu, tj.  $E = E_0$ , maksymalna wartość przekroju czynnego na rozpraszanie, a więc reakcję (n,n), to

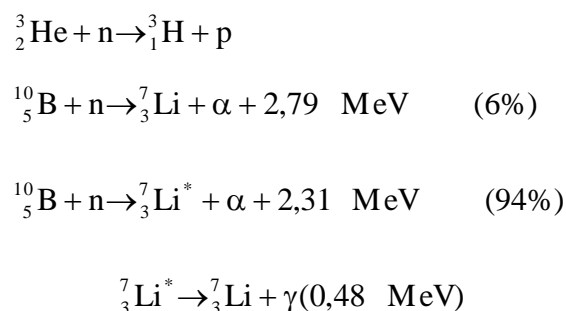
$$\sigma_0(n, n) = \lambda / \pi \quad (3.18)$$

Z kolei w obszarze neutronów termicznych (energii  $E$  znacznie niższe niż rezonansowe  $E_0$ ) o prędkości  $v$  otrzymujemy dla reakcji (n, $\gamma$ )

$$\sigma(n, \gamma) \propto 1/v \quad (3.19)$$

Dzieje się tak dlatego, że we wzorze (3.16) w zasadzie jedynymi członami zależnymi od prędkości neutronu są szerokość  $\Gamma_n$ , która jest proporcjonalna do prędkości, i długość fali neutronu, która jest odwrotnie proporcjonalna do prędkości. Tego typu „prawo  $1/v$ ” okazuje się działać również i w wypadku szeregu innych reakcji.

Paragraf ten zakończymy dwiema uwagami dotyczącymi pewnych szczególnych reakcji z neutronami o niskich energiach. Do pierwszych należą reakcje typu (n, $\gamma$ ), które są reakcjami egzotermicznymi, jako że powstałe promieniowanie gamma niesie często znaczną energię, podczas gdy reagujące cząstki mają w sumie energię kinetyczną bliską zeru. Inne reakcje egzotermiczne, o których chcemy wspomnieć ze względu na ich przydatność w rejestracji neutronów to:




---

<sup>12</sup>  $h = 6,626 \cdot 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$

Jak widać, reakcja neutronu z  $^{10}\text{B}$  może przebiegać dwoma, niewiele różniącymi się kanałami. W 94% reakcji tworzy się wzbudzone jądro litu ( $^7\text{Li}^*$ ). Łatwo sprawdzić, że deekscytacja tego jądra, pokazana w ostatniej linii (2.18), zachodzi z emisją fotonu o energii 0,48 MeV, będącej różnicą ciepł w obu kanałach reakcji (odpowiednio 2,79 MeV i 2,31 MeV). Powyższe reakcje są często wykorzystywane w detekcji neutronów o niskich energiach.

### 3.3 Klasyfikacja neutronów

Nazewnictwo neutronów zależy w znacznej mierze od autorów różnych opracowań. W niniejszym korzystamy z następującego podziału:

Neutrony ultrazimne: prędkości poniżej 5 m/s, energie poniżej ok.  $5 \cdot 10^{-6}$  eV

Neutrony zimne: energie  $5 \mu\text{eV} < E < 5 \text{ meV}$

Neutrony termiczne:  $5 \text{ meV} < E < 500 \text{ meV}$

Neutrony epitermiczne (gorące):  $500 \text{ meV} < E < 1 \text{ keV}$

Neutrony prędkie  $1 \text{ keV} < E < 10 \text{ MeV}$

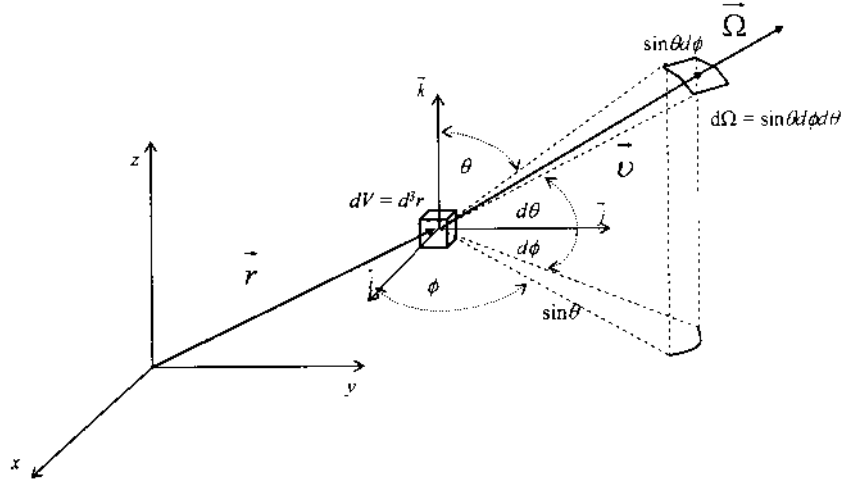
Neutrony wysokoenergetyczne  $E > 10 \text{ MeV}$

### 3.4 Strumień i prąd neutronów – warunki przestrzenne

Jeśli rozpatrujemy neutrony o jednej energii (prędkości), należy pamiętać, że ich strumień jest w ogólnym wypadku funkcją zarówno czasu, jak i miejsca, w którym go mierzymy lub obliczamy. Jest to oczywiście związane z gęstością neutronów w danym miejscu i czasie  $n(\mathbf{r}, t)$ . Z tego względu taki strumień należy rozpatrywać jako funkcję:

$$\phi(\mathbf{r}, t) = v \cdot n(\mathbf{r}, t) \quad (3.20)$$





**Rys. 3.3 Współrzędne sferyczne neutronu w układzie laboratoryjnym**

Gęstość neutronów może jednak zależeć od energii neutronów i wówczas strumień będzie obliczany także na jednostkę energii. Jeśli interesują nas neutrony emitowane w danym kącie bryłowym  $\Omega$ , patrz rys. 3.3, to trzeba będzie rozpatrywać funkcję

$$\phi(\mathbf{r}, E, \Omega, t) = \nu \cdot \mathbf{n}(\mathbf{r}, E, \Omega, t) \quad (3.21)$$

A jednostką tak obliczanego strumienia będzie  $n/(\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{eV} \cdot \text{sr})$ . W wypadku wprowadzenia takiego zapisu należy mieć na uwadze, że nigdy nie mierzymy wartości strumienia w ściśle określonym punkcie, czy ściśle określonej energii. Tak więc wielkość:

$$\phi(\mathbf{r}, E, t) dE d^3\mathbf{r} = \nu \cdot \mathbf{n}(\mathbf{r}, E, t) dE d^3\mathbf{r} \quad (3.22)$$

jest iloczynem: długości odcinka przebywanego przez neutron w jednostce czasu, pomnożonej przez liczbę neutronów w jednostce objętości i w jednostkowym przedziale energii razy przedział energii razy objętość, a zatem, po wymnożeniu jednostek, jest to całkowita długość jaką przebędą neutrony o energiach w obszarze  $(E, E+dE)$  i w objętości  $d^3\mathbf{r}$  wokół miejsca o wektorze wodzącym  $\mathbf{r}$ .

Do tej pory rozpatrywaliśmy strumień neutronów biegnących w jednym kierunku. Oczywiście nic nie stoi na przeszkodzie, aby neutrony wpływały do obszaru z różnych kierunków. Jeśli gęstości neutronów związane z tymi kierunkami oznaczymy przez  $n_i(\mathbf{r}, t)$  i założymy, jak

dotychczas, że mamy do czynienia z monoenergetycznymi neutronami, całkowity strumień neutronów docierający do danego punktu przestrzeni będzie wynosił

$$\phi(\mathbf{r}, t) = \nu \cdot n(\mathbf{r}, t) = \sum_i \nu n_i(\mathbf{r}, t) = \sum_i \phi_i \quad (3.23)$$

Kolejną sprawą, na którą warto zwrócić uwagę jest kwestia długości drogi swobodnej. Ta może być zdefiniowana w odniesieniu zarówno do rozpraszania, jak i absorpcji, a jeśli każdy z tych procesów rozbijemy na dalsze składowe, to korzystając z definicji makroskopowego przekroju czynnego łatwo dojdziemy do wniosku, że drogi swobodne  $\lambda_i$  ze względu na i-ty proces sumują się wg reguły:

$$\frac{1}{\lambda_t} = \sum_i \frac{1}{\lambda_i} \quad (3.24)$$

Mając opisaną gęstość i strumień neutronów o danej prędkości  $\nu$  w dowolnym miejscu reaktora możemy obliczyć ich wartości całkowite w odniesieniu do objętości  $V$ :

$$n(\nu, t) = \int_V n(\mathbf{r}, \nu, t) dV \quad (3.25)$$

$$\phi(\nu, t) = \int_V \phi(\mathbf{r}, \nu, t) dV \quad (3.26)$$

Możemy też łatwo obliczyć średnią prędkość neutronów:

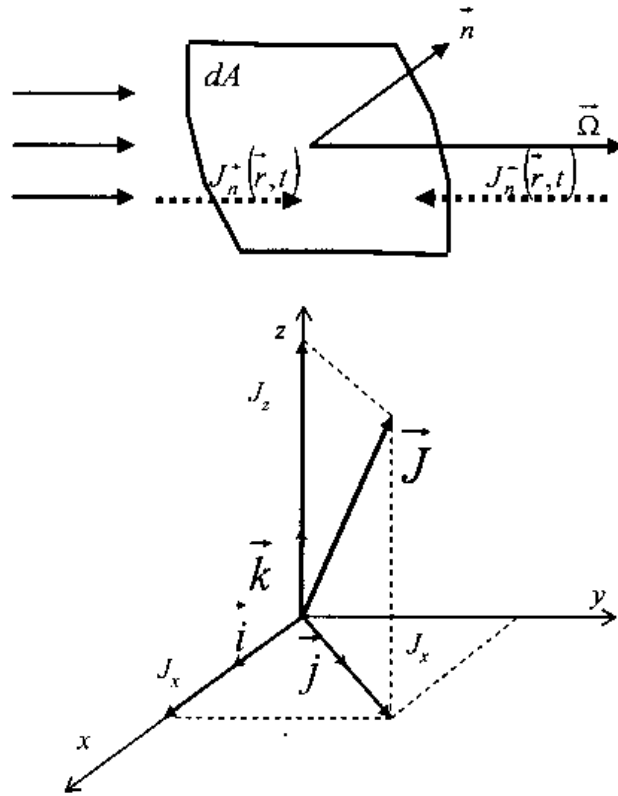
$$\bar{\nu} = \frac{\int_0^\infty \nu n(\nu, t) dt}{\int_0^\infty n(\nu, t) dt} \quad (3.27)$$

A także średni mikroskopowy przekrój czynny:

$$\bar{\sigma} = \frac{\int_0^\infty \sigma(\nu) n(\nu, t) dt}{\int_0^\infty n(\nu, t) dt} \quad (3.28),$$

przy czym powyższa średnia może odnosić się do dowolnego, interesującego nas procesu.

Znając przestrzenną charakterystykę strumienia neutronów możemy wprowadzić pojęcie orbitalnego prądu neutronów.



**Rys. 3.4** Rysunek pomocniczy do zdefiniowania prądu neutronów

Przez prąd neutronów będziemy rozumieli liczbę neutronów przechodzących przez infinitezymalnie małą powierzchnię  $dA$  o normalnej  $\vec{n}$  o energii w przedziale  $(E, E+dE)$ , biegnących w kierunku wyznaczonym przez kąt bryłowy  $\Omega$  w odcinku czasu  $(t, t+dt)$ :

$$\vec{J}(r, E, \Omega, t) dA dE dt = v \vec{n} \cdot \Omega n(r, E, \Omega, t) dA dE dt = \vec{n} \cdot \Omega \phi(r, E, \Omega, t) dA dE dt \quad (3.29)$$

Jeśli neutrony poruszają się we wszystkich kierunkach, wówczas prąd neutronów przez powierzchnię sfery otrzymamy całkując powyższe wyrażenie po wszystkich kątach:

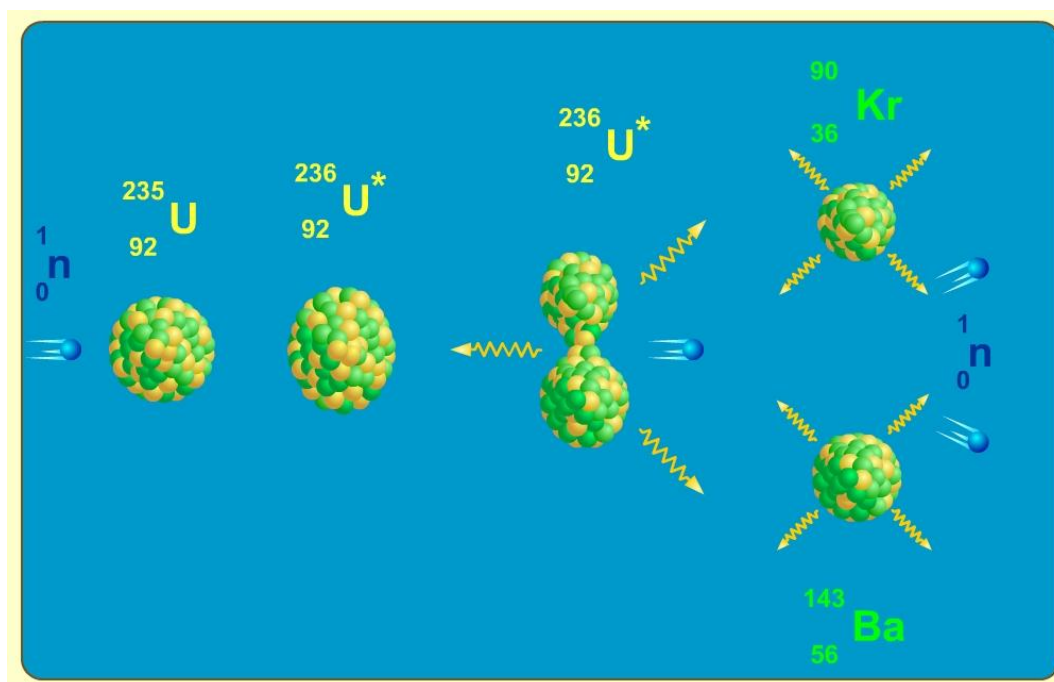
$$\vec{J}(r, E, t) = \int_{4\pi} \Omega \phi(r, E, \Omega, t) d\Omega \quad (3.30)$$

Całkując powyższe równanie po energii otrzymamy prąd neutronów w danym miejscu i czasie. Zauważmy, że w odróżnieniu od strumienia, prąd jest wielkością wektorową, która mówi nam o przechodzeniu neutronów przez odpowiednio zorientowaną powierzchnię, natomiast strumień mówi o przechodzeniu przez jednostkę powierzchni o dowolnej orientacji

względem kierunku neutronów. Jednostki prądu (3.30) scałkowanego po energii,  $J(r,t)$ , i strumienia są identyczne, tj.  $n/cm^2s$ .

#### 4. Reakcja rozszczepienia

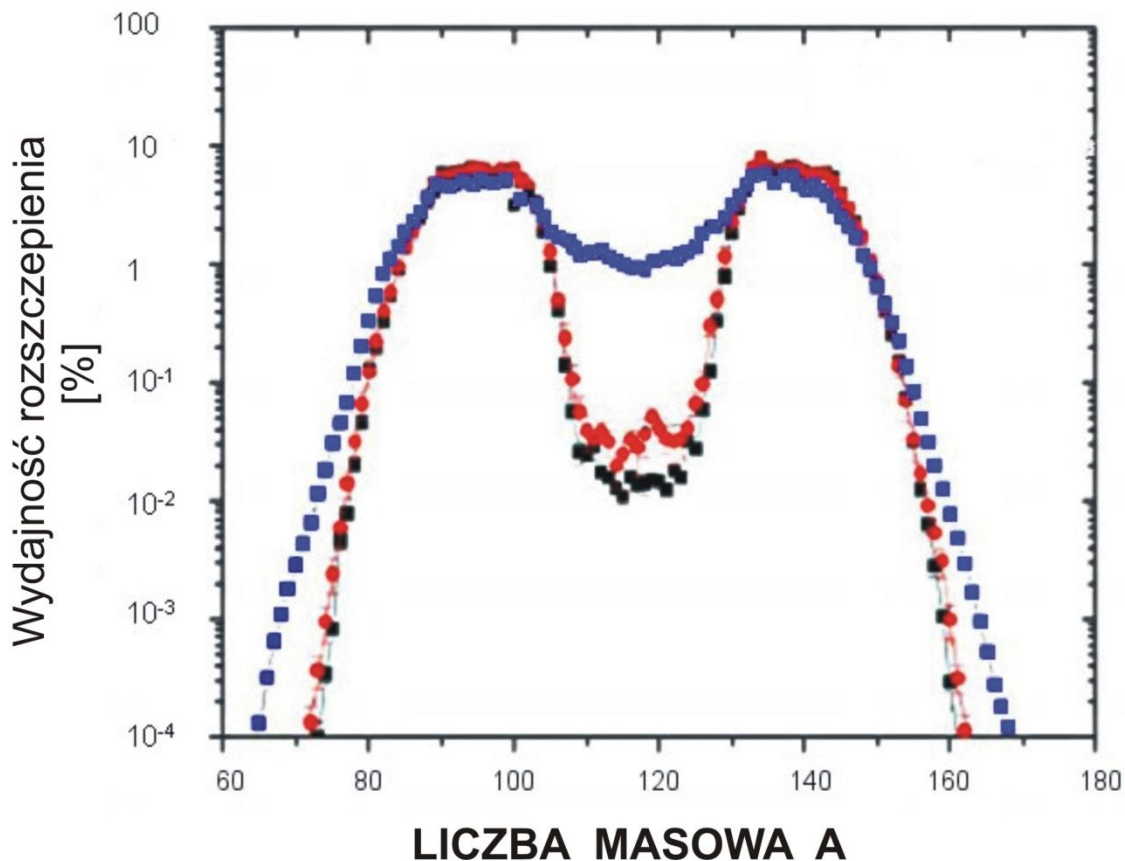
Jak mówiliśmy, zjawisko rozszczepienia jądra uranu po pochłonięciu neutronu zaobserwowali jako pierwsi Otto Hahn i Fritz Strassman w roku 1939. Zauważyli oni mianowicie, że w wyniku oddziaływania neutronu z uranem ( $Z = 92$ ) pojawiają się w nim ślady baru ( $Z = 56$ ), co opublikowali 22 grudnia 1938 r. w czasopiśmie *Naturwissenschaften*. Zjawisko to zinterpretowała Lise Meitner, do której zwrócił się Otto Hahn, jej dotychczasowy współpracownik, nie wiedząc w jaki sposób wyjaśnić obserwowane zjawisko. Właśnie Lise Meitner i Otto Frisch wcześniej zrozumieli, że obserwowane zjawisko polega na rozpadzie jądra na dwa **fragmenty rozszczepienia**, z których każdy ma masę w przybliżeniu równą połowie masy jądra wyjściowego, rys. 4.1.



Rys. 4.1 Schematyczny obraz możliwego przebiegu reakcji rozszczepienia

Fragmenty rozszczepienia mogą się różnić od reakcji do reakcji, proces rządzi się w końcu prawami probabilistyki. Typowy rozkład mas fragmentów rozszczepienia izotopu  $^{235}\text{U}$  przez **neutrony termiczne**, tj. neutrony o energiach poniżej 100 meV, pokazuje rys. 4.2. Rysunek ten przedstawia krzywą wydajności rozszczepienia, pokazującą procentową wydajność

otrzymywania różnych fragmentów w zależności od ich liczby masowej  $A$ . Kształt tego rozkładu zmienia się nieco (choć pozostaje on dwugarbnym) dla rozszczepień przy użyciu neutronów prędkich<sup>13</sup>.



**Rys. 4.2** Na rysunku górnym krzywe wydajności (rozkład mas fragmentów) dla rozszczepienia  $^{233}\text{U}$  (czerwony)  $^{235}\text{U}$  (niebieski),  $^{239}\text{Pu}$  (czarny) przez neutrony termiczne. Należy pamiętać, że krzywe wydajności zależą też od energii neutronów.<sup>14</sup>

Oprócz probabilistycznej natury rozkładu mas, w reakcji rozszczepienia jądra U-235, wywołanego zaabsorbowaniem przez ten nuklid neutronu, pojawia się od zera do ośmiu neutronów - średnio 2,4 neutronu. Neutrony te nazywamy często *natychmiastowymi neutronami rozszczepieniowymi*. Rzeczywiście, tworzą się one w czasach rzędu 10<sup>-14</sup> s. Sama

<sup>13</sup> A. Strzałkowski, *Wstęp do fizyki jądra atomowego*, PWN, Warszawa (1978)

<sup>14</sup> Z wykładu V. Arzanova, KTH, Stockholm (2002)

reakcja jest, jak widać, naturalną reakcją mnożącą liczbę swobodnych neutronów. Silna korelacja kierunku emisji neutronów natychmiastowych z kierunkami emisji fragmentów wskazuje, że neutrony natychmiastowe tworzą się już w fazie podziału jądra.

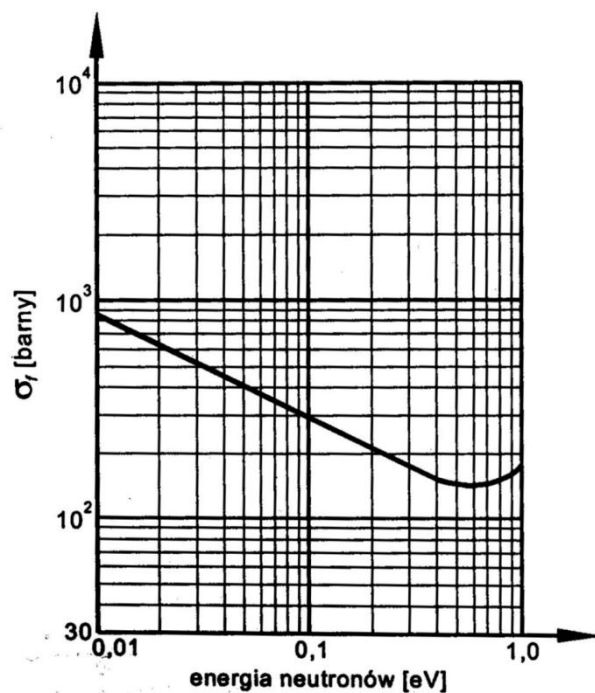
Oczywiście nie tylko neutrony termiczne mogą spowodować rozszczepianie ciężkich jąder. Warunkiem rozszczepienia jest bowiem wniesienie do jądra przez cząstkę bombardującą energii przewyższającej wielkość tzw. **bariery rozszczepienia**, tj. energii, która tak silnie wzbudzi jądro, że jego energia zmniejszy się w wyniku rozszczepienia (patrz dalej). Przypadek rozszczepienia przy użyciu neutronów termicznych<sup>15</sup> jest jednak o tyle szczególny, że chodzi w nim jedynie o wniesienie do jądra energii równej energii wiązania neutronu. Nuklidami, dla których jest to możliwe są izotopy  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$  i  $^{239}\text{Pu}$  – nazywamy je **rozszczepialnymi**. Jedynym z nich, który występuje w stanie naturalnym jest  $^{235}\text{U}$ . Jego zawartość w uranie naturalnym wynosi 0,72%, natomiast reszta, to w zasadzie tylko  $^{238}\text{U}$ . Dwa pozostałe nuklidy rozszczepialne,  $^{233}\text{U}$  i  $^{239}\text{Pu}$ , trzeba sztucznie wytwarzać poddając naświetlaniu wysokoenergetycznymi neutronami odpowiednio  $^{232}\text{Th}$  lub  $^{238}\text{U}$ . Te dwa izotopy nazywa się z tego względu **paliworodnymi**. Nic więc dziwnego, że ze względu na dostępność  $^{235}\text{U}$ , jest on najszerzej wykorzystywany jako paliwo w obecnych reaktorach jądrowych.

W literaturze anglosaskiej stosuje się określenia *fissile* oraz *fissible* lub *fissionable*. Przez pierwsze (*fissile substances*) rozumie się substancje, które można rozszczepiać przy użyciu neutronów termicznych. Pozostałe (*fissible* lub *fissionable*) potrzebują do rozszczepienia neutronów prędkich, które mogą wnieść energie przekraczające wartości barier rozszczepienia.

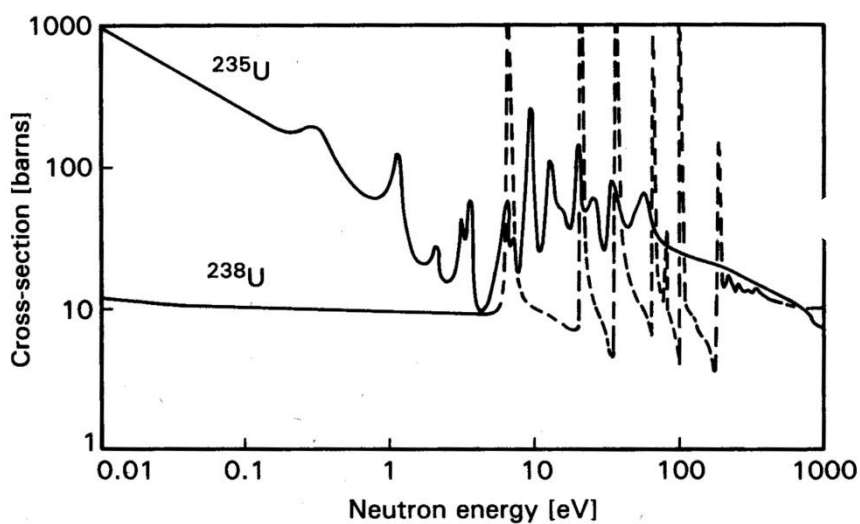
Na rys. 4.3-4.6 przedstawiamy zależność przekrojów czynnych na rozszczepienie od energii neutronów dla różnych jąder rozszczepialnych.

---

<sup>15</sup> Neutrony termiczne, choć nazywane czasem powolnymi, *de facto* poruszają się z prędkościami rzędu kilku kilometrów na sekundę



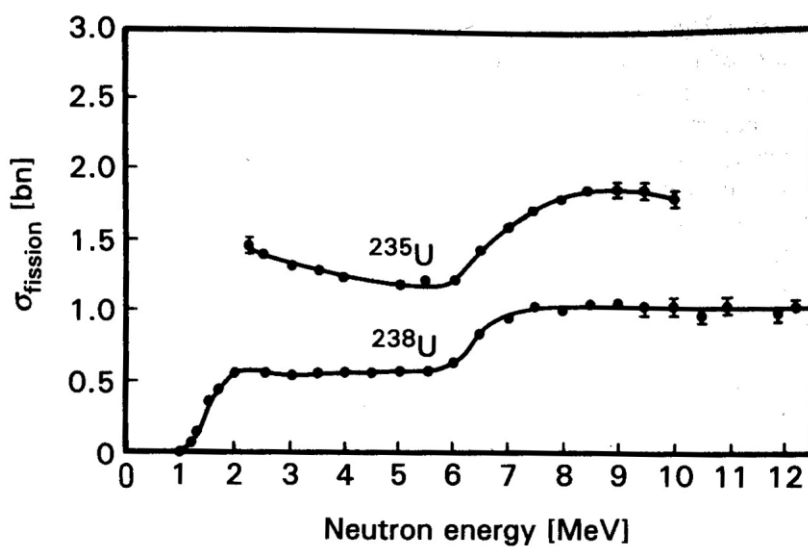
Rys. 4.3 Przekrój czynny<sup>16</sup> na rozszczepienie jąder <sup>233</sup>U w zależności od energii neutronów od 0,01 do 1 eV



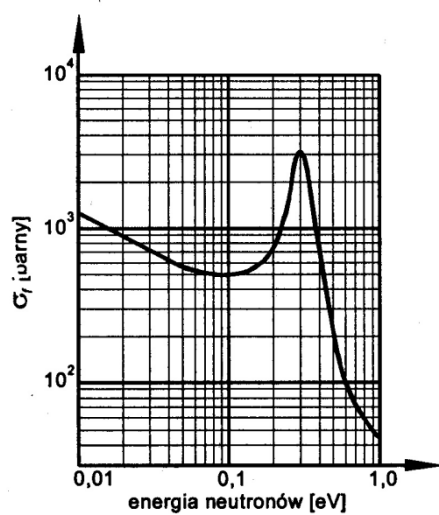
Rys. 4.4 Przekroje czynne<sup>17</sup> na absorpcję neutronów w <sup>238</sup>U i rozszczepienie jądra <sup>235</sup>U w funkcji energii neutronów od 0,01 do 1000 eV

<sup>16</sup> B.Dziunikowski, *Ofizyce i technice jądrowej*, AGH, Kraków (2001)

<sup>17</sup> L.Dobrzyński, K.Blinowski, *Neutrons and Solid State Physics*, Ellis Horwood, New York (1994)



Rys. 4.5 Przekroje czynne<sup>18</sup> na rozszczepianie izotopów uranu <sup>235</sup>U i <sup>238</sup>U szybkimi neutronami

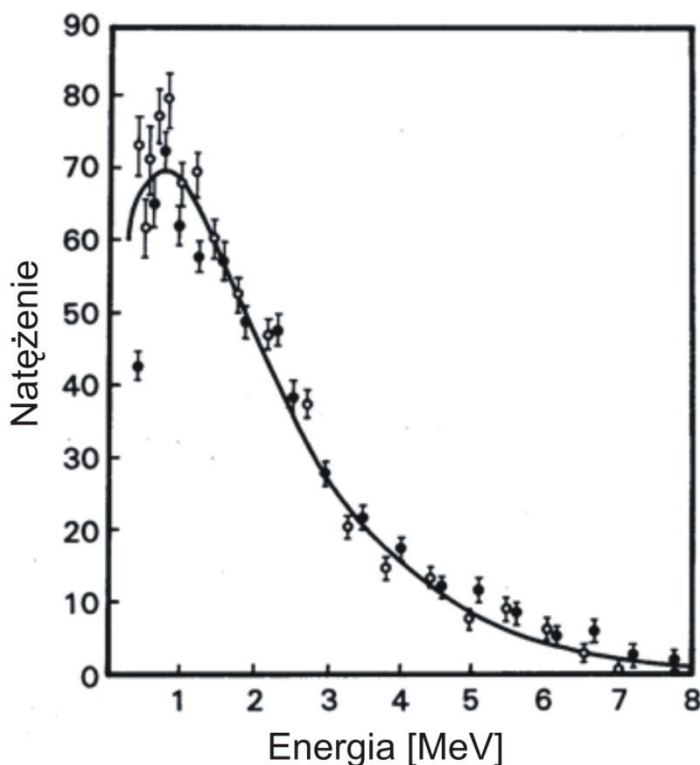


Rys. 4.6 Przekrój czynny<sup>19</sup> na rozszczepienie izotopu <sup>239</sup>Pu przez powolne neutrony o energiach 0,01 do 1 eV

<sup>18</sup> L.Dobrzyński, K.Blinowski, *Neutrons and Solid State Physics*, Ellis Horwood, New York (1994)

<sup>19</sup> B.Dziunikowski, *O fizyce i technice jądrowej*, AGH, Kraków (2001)





**Rys. 4.7 Widmo energetyczne<sup>20</sup> natychmiastowych neutronów rozszczepieniowych otrzymanych przy rozszczepieniu  $^{235}\text{U}$  (kółka puste) i  $^{239}\text{Pu}$  (pełne). Natężenie podano w jednostkach umownych.**

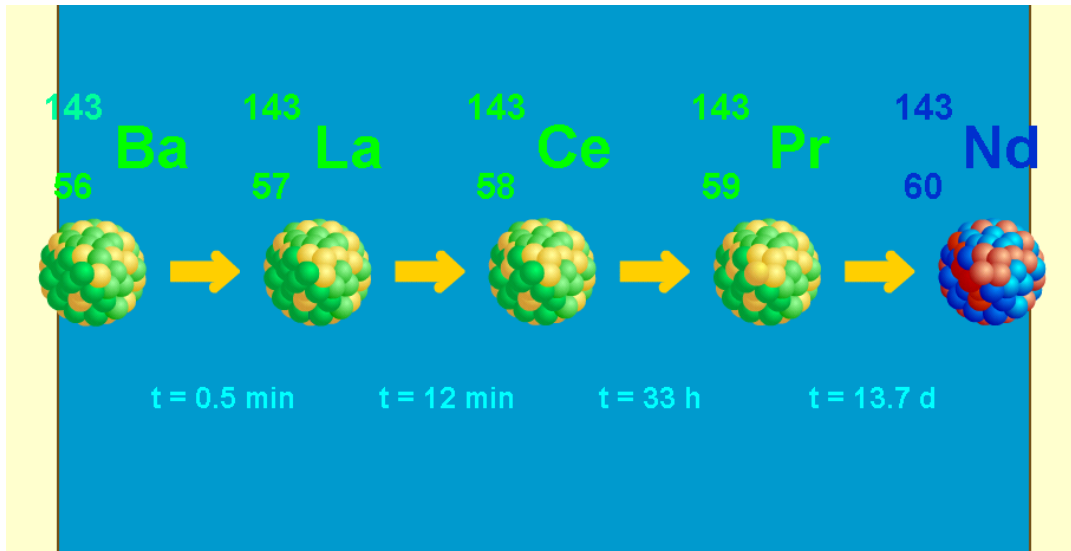
Widmo energetyczne neutronów otrzymywanych podczas rozszczepienia  $^{235}\text{U}$  i  $^{239}\text{Pu}$  (widmo natychmiastowych neutronów rozszczepieniowych) pokazane jest na rys. 4.7.

Zauważmy, że fragmenty rozszczepienia będą z reguły dysponowały nadmiarem neutronów w stosunku do liczby protonów, a więc nie będą stabilne. W wyniku posiadanego wzbudzenia będą emitowały promieniowanie beta (wraz z towarzyszącymi mu antyneutrinoami elektronowymi) i gamma, stopniowo przekształcając się w jądro stabilne. Przykładem takiej kaskady przejść jest szereg promieniotwórczy baru, który pokazany jest na rys. 4.8.

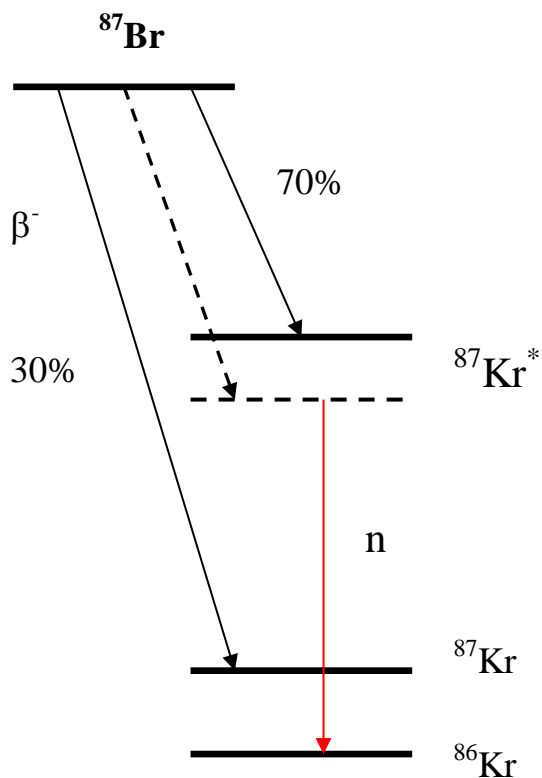
Prócz rozpadu beta może się okazać, że konkurencyjnym dla tego rozpadu jest rozpad z emisją neutronu, jeśli kolejny rozpad beta byłby rozpadem wzbronionym przez reguły mechaniki kwantowej. Emitowane wówczas neutrony nazywamy *neutronami opóźnionymi*. Opóźnienia te mogą wynosić od ułamka sekundy do minut, a istnienie neutronów

<sup>20</sup> L.Dobrzyński, K.Blinowski, *Neutrons and Solid State Physics*, Ellis Horwood, New York (1994)

opóźnionych jest niesłychanie ważne w prowadzeniu kontrolowanych reakcji rozszczepienia, a więc w sterowaniu reaktorami jądrowymi.



**Rys. 4.8** Kaskada przemian beta jądra baru-143 powstałego w wyniku rozszczepienia. Podane na rysunku czasy są okresami połowicznego zaniku. Izotop końcowy neodymu jest już nuklidem trwałym.



**Rys. 4.9** Schemat rozpadu  $^{87}\text{Br}$ , w którym powstają neutrony opóźnione w wyniku rozpadu wzbudzonego jądra  $^{87}\text{Kr}$ .

Tabela 4.1. Własności neutronów opóźnionych pochodzących z rozszczepienia  $^{235}\text{U}$ <sup>21</sup>

$T_{1/2}$ [s]	Średnia energia [keV]	Wydajność [%]
0,23		0,027
0,61	420	0,074
2,3	620	0,252
6,22	430	0,126
22,72	560	0,140
55,72	250	0,021
Łącznie		0,640

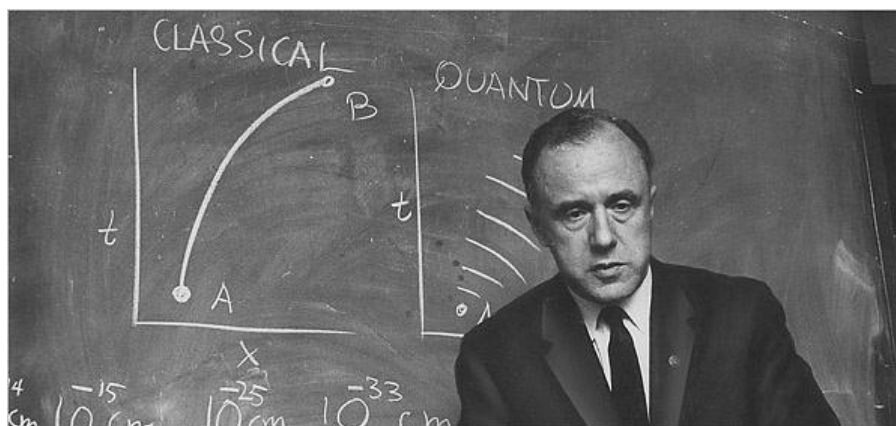
Przykładem schematu rozpadu, w którym powstają neutrony opóźnione jest rozpad fragmentu  $^{87}\text{Br}$ , przedstawiony na rys. 4.9. Neutrony opóźnione stanowią ok. 0,64% ogólnej liczby neutronów powstających w procesie rozszczepienia. Obserwacja zaniku w czasie ilości neutronów opóźnionych pozwoliła na podanie charakterystyk podstawowych pięciu grup tych neutronów, patrz Tabela 4.1.

Wzbudzone jądro złożone  $^{236}\text{U}$  może też „wybrać” inny niż rozszczepienie kanał deekscytacji, a mianowicie – przy słabszych wzbudzeniach - wysłanie kwantu gamma i przejście do swego (niestabilnego) stanu podstawowego, który rozpada się emitując cząstkę  $\alpha$  o energii 4,5 MeV. Okres połowicznego zaniku dla tego rozpadu, to  $2,4 \cdot 10^7$  lat. Należy mieć także świadomość faktu, że neutron może, ale nie musi, być pochłonięty przez jądro  $^{235}\text{U}$ . W szczególności może on ulec rozproszeniu na tym jądrze, choć przekrój czynny na rozproszenie jest ok. 50-krotnie niższy od przekroju czynnego na rozszczepienie.

Sam proces rozszczepienia możemy sobie wyobrazić w następujący sposób: utworzone jądro złożone  $^{236}\text{U}$  jest w stanie silnego wzbudzenia, co oznacza, że znajdujące się w nim nukleony mogą silnie oscylować. Oscylacje te mogą prowadzić do deformacji jądra, którego rozpad jest powstrzymywany siłami przyciągania jądrowego. Zgodnie z modelem kroplowym, kulisty kształt jądra przed rozszczepieniem będzie uwarunkowany konkurencją odpychających sił kulombowskich i sił napięcia powierzchniowego. W sytuacji drgań wewnątrz kropli wystarczy, aby jakiś fragment jądra oddalił się od drugiego na odległość, w którym siły jądrowe są słabsze, aby odpychające oddziaływanie kulombowskie obu fragmentów

<sup>21</sup> Csaba Sükösd, *Determination Of Delayed Neutron Parameters And Of Uranium Content Of A Sample*, [http://www.reak.bme.hu/Wigner\\_Course/WignerManuals/Budapest/DELAYED\\_NEUTRON.htm#\\_Toc38114736](http://www.reak.bme.hu/Wigner_Course/WignerManuals/Budapest/DELAYED_NEUTRON.htm#_Toc38114736) (z dnia 9 lutego 2010)

przeważało i układ zaczął dzielić spontanicznie na dwie „krople” – fragmenty rozszczepienia (rys. 4.1).



**Rys. 4.10 John Wheeler** (<http://asymptotia.com/2008/04/14/john-wheeler-1911-2008/>)

W ramach tego modelu i opartej na nim teorii Bohra i Wheelera (rys. 4.10) energia potencjalna kropli  $E_p$  zależy od stopnia naruszenia równowagi pomiędzy siłami napięcia powierzchniowego i siłami kulombowskimi. Po przekroczeniu przez energię wzbudzenia wysokości bariery rozszczepienia  $U_f$  (patrz rys. 4.12) niektóre nukleony i skupiska nukleonów oddalają się od siebie na odległości większe niż wynosi zasięg sił jądrowych. Sprzyja to rozpadowi jądra ze względu na wzrost względnej roli odpychania kulombowskiego oraz zmniejszanie się sił napięcia powierzchniowego.

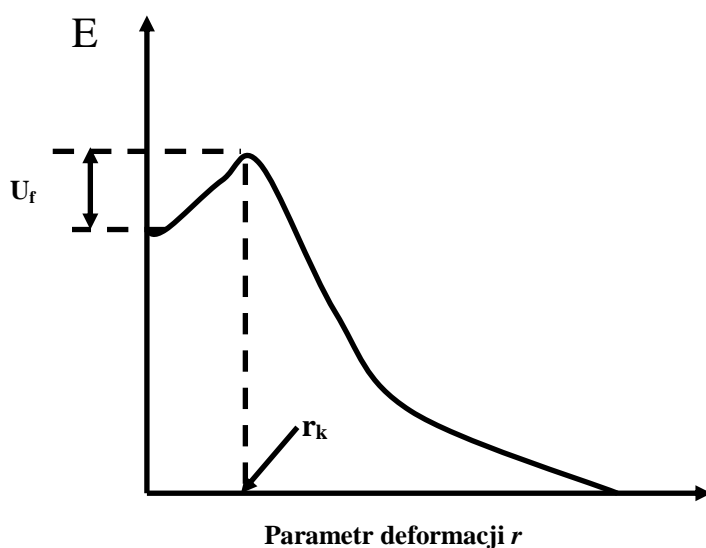
Jeśli przez *parametr deformacji* będziemy rozumieli odległość  $r$  pomiędzy środkami dwóch fragmentów jądra, to typowy wygląd zależności energii potencjalnej od parametru rozszczepienia będzie można przedstawić schematycznie jak na rys. 4.11. Gdy  $r = 0$ , podczas rozszczepienia jądra o liczbach masowych i atomowych  $(A, Z)$  na fragmenty o liczbach  $(A_1, Z_1)$  oraz  $(A_2, Z_2)$  możliwe jest uzyskanie energii

$$E_0 = \{M(A, Z) - M(A_1, Z_1) - M(A_2, Z_2)\} \cdot c^2 \quad , \quad (4.1)$$

Energia ta równa jest energii stanu podstawowego jądra złożonego powstającego po zaabsorbowaniu neutronu. Dzięki energii powierzchniowej, dodatnia wartość energii (1.1) nie wystarcza do rozszczepienia. Aby taki proces był możliwy należy pokonać barierę rozszczepienia  $U_f$ . Dla pełnego opisu procesu wprowadza się więc tzw. **parametr rozszczepienia**, zdefiniowany jako

$$p_f = \frac{Z^2}{A}, \quad (4.2)$$

którego wielkość reguluje wysokość  $U_f$  tej bariery. Zmniejsza się ona ze wzrostem parametru rozszczepienia i osiąga zero, gdy  $p_f = 47$ , co oznacza, że jądra, dla których  $p_f > 47$  powinny rozszczepiać się spontanicznie. Istnienie jąder magicznych, a także inne efekty, których nie uwzględnia model kroplowy sprawiają, że powyższą ocenę wartości  $p_f$  należy traktować jedynie jako orientacyjną.



**Rys. 4.11** Schematyczny przebieg energii potencjalnej podczas procesu rozszczepienia w funkcji parametru deformacji jądra. Gdy parametr deformacji osiąga wartość krytyczną  $r_k$  oba fragmenty stykają się powierzchniami tylko w jednym punkcie i są gotowe do rozdzielenia się

Zrozumienie takiej właśnie postaci parametru rozszczepienia nie jest trudne. Powstałe w jądrze dwa fragmenty o liczbach atomowych  $Z_1$  i  $Z_2$  o promieniach odpowiednio  $R_1$  i  $R_2$  (przyjmujemy, że oba jądra mają kształt kulisty) będą się odpychały. Energia ich odpychania kulombowskiego będzie wynosiła

$$E_c = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R_1 + R_2} \quad (4.3)$$

Mianownik tego wyrażenia jest w przybliżeniu proporcjonalny do sumy liczb masowych fragmentów, a więc do liczby masowej jądra wyjściowego. Dla samorzutnych rozszczepień energia  $E_c$  powinna być mniejsza od  $E_0$ .

Energia wnoszona przez neutron równa jest sumie energii wiązania neutronu w jądrze ( $E_b$ ) i energii kinetycznej neutronu  $E_k$ . Ponieważ w procesie tworzenia się jądra złożonego jądro to doznaje odrzutu o energii  $E_R$ , wzrost energii wewnątrz jądra wynosi

$$\Delta E = E_b + E_k - E_R \quad (4.4)$$

Dla neutronu termicznego absorbowanego przez  $^{235}\text{U}$  możemy zaniedbać energię kinetyczną i energię odrzutu wobec znaczącej energii wiązania neutronu w jądrze złożonym  $^{236}\text{U}$  – ok. 6,8 MeV. Energia ta jest zdecydowanie większa od bariery rozszczepienia, dzięki czemu proces rozszczepienia jest niemal natychmiastowy. Zauważmy, że ze względu na znacznie niższą energię wiązania w wypadku reakcji z  $^{238}\text{U}$ , wynoszącą tu jedynie 5,3 MeV, jądro złożone nie rozszczepi się, chyba że neutron wniesie jeszcze odpowiednio wysoką energię kinetyczną, ok. 0,4 MeV, a więc będzie neutronem prędkim.

Co ciekawe, jądra uranu, plutonu czy toru nie powinny móc, w ramach przedstawionego wyżej modelu, ulegać samorzutnemu rozszczepieniu. To, że tak w rzeczywistości nie jest wynika z faktu, że model nie uwzględnia w wystarczającym stopniu efektów kwantowych, dzięki którym możliwe jest rozszczepienie przy pomocy efektu tunelowego, takiego samego, jak w wypadku rozpadów  $\alpha$ .

Na koniec tego paragrafu obliczmy jeszcze energię wydzielaną przy rozszczepieniu jądra  $^{235}\text{U}$  przez neutron termiczny. W pierwszym przybliżeniu można ją obliczyć biorąc pod uwagę różnicę mas fragmentów rozszczepienia i masy  $^{236}\text{U}$ . Okazuje się, że pomimo istnienia wielu kanałów tego rozszczepienia, ostateczny wynik jest mniej więcej taki sam, tj. około 200 MeV. Energia wiązania na jeden nukleon w  $^{236}\text{U}$ , to ok. 7,5 MeV. Energia wiązania we fragmentach rozszczepienia, to ok. 8,4 MeV. Mnożąc różnicę przez 236 nukleonów otrzymujemy właśnie około 200 MeV. Szczegółowy podział tej energii przedstawia się następująco:

Energia kinetyczna fragmentów rozszczepienia	167(5) MeV
Energia kinetyczna neutronów natychmiastowych	5(0,5) MeV
Energia fotonów gamma (średnio 5 fotonów)	7(1) MeV
Energia rozpadów beta (średnio 3 rozpad/fragment)	17(2) MeV
Razem	200(6) MeV

Jak wspomnieliśmy, szczególnie nas interesującym izotopem uranu jest  $^{235}\text{U}$ . Jego koncentracja w naturalnym uranie, to zaledwie 0,72%. Ponieważ okres połowicznego zaniku tego izotopu jest krótszy niż dla  $^{238}\text{U}$ , wynosi on ok. 0,7 miliarda lat, w trakcie rozwoju Ziemi skład izotopowy uranu musiał się zmieniać, tak więc na początku uran w Ziemi musiał być tym, co nazywamy dziś uranem wzbogaconym i to w stopniu nadającym się do wykorzystania w reaktorach jądrowych. Istotnie, jak się okazało w 1972 r., w miejscowości Oklo w Gabonie (Afryka Zachodnia) odkryto miejsca, w których pracowały takie naturalne reaktory, patrz rys. 4.12. Analiza złoża pokazała, że 2 miliardy lat temu względna zawartość  $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$  musiała być na poziomie 3-4%, a ta koncentracja jest charakterystyczna dla obecnych reaktorów energetycznych. Wzbogacenie to by nie wystarczyło dla pracy reaktora, gdyby nie właściwe warunki hydrogeologiczne występujące wokół złoża uranowego. Wyprzedzając materiał powiemy, że woda wokół tworzyła jednocześnie moderator i reflektor neutronów pozwalając na kontynuowanie raz rozpoczętej reakcji powielającej. Wypalane paliwo stawało się stopniowo coraz uboższe w  $^{235}\text{U}$ .

W istocie rzeczy to, co odkryto w roku 1971 w Oklo, było stwierdzeniem znacznie mniejszej koncentracji  $^{235}\text{U}$  w uranie niż w innych miejscach na świecie, a więc odkryciem w Oklo istnienia tzw. *uranu zubożonego*. Jak się ocenia, reaktory (jak dotąd odkryto ich w Oklo

siedemnaście) pracowały przez okres około miliona lat. Badania pokazały również, że reaktory w Oklo produkowały też  $^{239}\text{Pu}$ , który rozpadał się (przez rozpad alfa) do  $^{235}\text{U}$ . Reaktory te były więc prekursorami tzw. *reaktorów powielających*. Jest rzeczą interesującą wspomnieć także, że badania dyfuzji długożyciowych fragmentów rozszczepienia w złożach Oklo pozwalają na ocenę efektywności budowanych obecnie przechowalników odpadów jądrowych.



**Rys. 4.12 Pozostałości wypalonego paliwa z naturalnego reaktora w Oklo w tzw. strefie 15; pozostałości jednego reaktora, który można oglądać pod ziemią, widoczne są jako szaro-zielona skała zawierająca głównie tlenek uranu<sup>22</sup>**

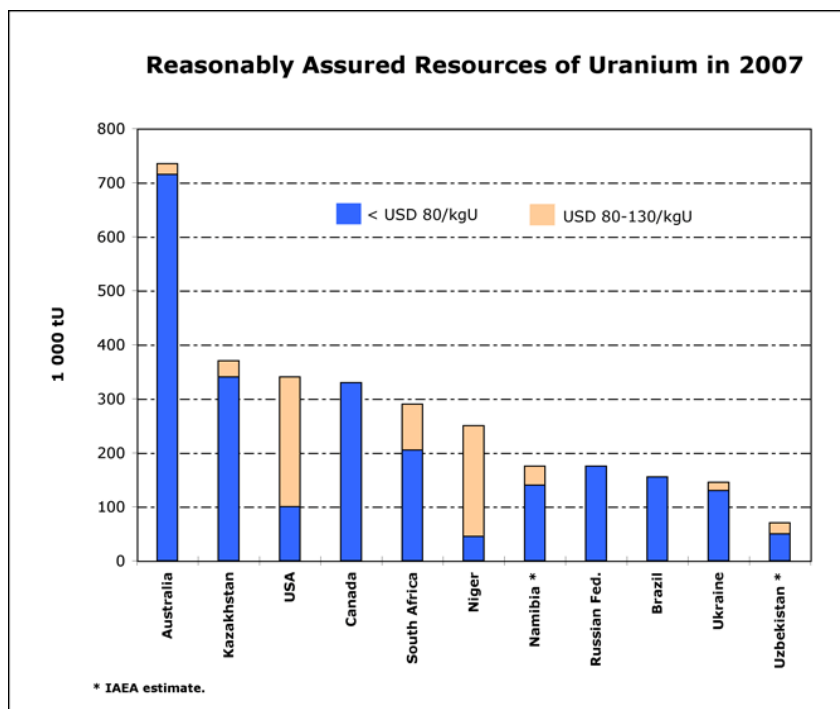
Uran można znaleźć w wielu miejscach na Ziemi. Nawet w Polsce w Kowarach mieliśmy kopalnię uranu, wyeksploatowaną kompletnie w latach 50-tych zeszłego stulecia przez Związek Radziecki. Na ogół uran występuje w postaci rozproszonej, niemniej jednak istnieją złoża uranu, z których wydobywa się rudę uranową. Aby zdefiniować, kiedy mamy do czynienia z rudą, przyjmuje się koszt wydobycia i cenę rynkową metalu<sup>23</sup>. I tak np. rezerwy uranu w Australii są oceniane jako 667 000 ton w cenie do 80 USD/kg U. W wypadku Kanady jest to 326 tys. ton. Znaczne ilości rudy uranowej można znaleźć też w Kazachstanie

<sup>22</sup> [dzięki uprzejmości Dr. Robert Lossa, [www.curtin.edu.au](http://www.curtin.edu.au)]

<sup>23</sup> Za [www.world-nuclear.org/education/uran.htm](http://www.world-nuclear.org/education/uran.htm)



(15% zasobów światowych), Południowej Afryce, Namibii, Brazylii, Rosji i USA. Przy okazji warto wspomnieć, że sprzedaż uranu jest dozwolona tylko do krajów, które są sygnatariuszami Układu o Nieprolifracji Materiałów Jądrowych, i które deklarują, że nabyty uran będzie wykorzystany dla celów pokojowych.



Rys. 4.13 Pewne zasoby uranu w roku 2007 w zależności od ceny wydobycia

Tab. 4.2 Zidentyfikowane na świecie zasoby uranu w cenie 130 \$/kg

Państwo	tony U	Procent w Świecie
Australia	1,243,000	23%
Kazachstan	817,000	15%
Rosja	546,000	10%
Płd Afryka	435,000	8%
Kanada	423,000	8%
USA	342,000	6%
Brazylia	278,000	5%
Namibia	275,000	5%
Nigeria	274,000	5%
Ukraina	200,000	4%
Jordania	112,000	2%
Uzbekistan	111,000	2%
India	73,000	1%
Chiny	68,000	1%
Mongolia	62,000	1%
Inne	210,000	4%
<b>Łącznie</b>	<b>5,469,000</b>	<b>100 %</b>

Obecne zasoby uranu na Świecie są oceniane w zależności od ceny wydobycia, która z czasem będzie wzrastała. Rozsądną ocenę zasobów uranu w roku 2007 pokazujemy na rys. 4.13<sup>24</sup>. Zidentyfikowane zasoby uranu do wydobycia w cenie 130 \$/kg, wg tego samego źródła, pokazuje Tabela 4.2.

## 5. Reaktor

### 5.1 Elementy konstrukcyjne reaktora

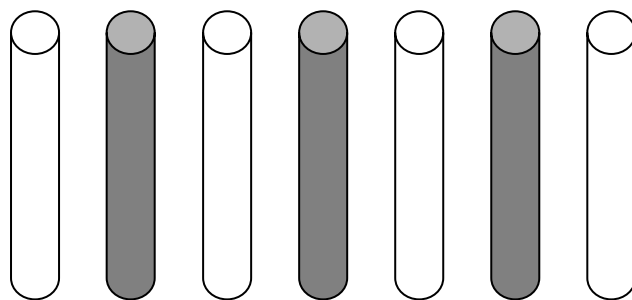
W konstrukcji reaktora wyróżniamy przede wszystkim:

- Paliwo (elementy paliwowe)
- Moderator
- Obiegi chłodzące
- Pręty sterujące
- Pręty bezpieczeństwa
- Reflektor
- Osłonę biologiczną

Reaktor jądrowy w swoim działaniu wykorzystuje reakcję powielającą w sposób kontrolowany, tj. uniemożliwiający wybuch jądrowy. Oznacza to, że musimy dysponować paliwem jądrowym skonfigurowanym w taki sposób, aby nie było możliwą rzeczą zgromadzenie się w układzie masy krytycznej. Do tego niezbędna rzeczą jest posiadanie w reaktorze odpowiedniej liczby prętów, których zadaniem jest pochłanianie neutronów. Pręty te zbudowane są głównie na osnowie boru – silnego pochłaniacza neutronów. Jeśli pręty te, będą zanurzone pomiędzy elementami paliwowymi (rys. 5.1) dostatecznie głęboko, pewna liczba neutronów opuszczających element paliwowy nie będzie miała szans na dotarcie do sąsiedniego pręta paliwowego, tak więc całkowita energia wytwarzana przez taki układ będzie sumą stosunkowo niewielkich energii wyzwanych samoistnie w indywidualnych elementach paliwowych.

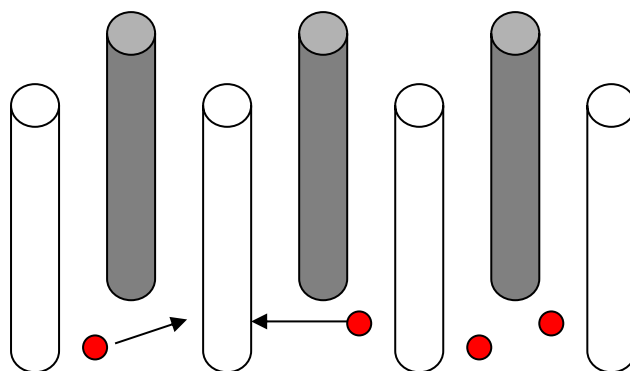
---

<sup>24</sup> <http://www.world-nuclear.org/info/inf75.html> (oglądane 5.02.2010 r.)



**Rys. 5.1 Elementy paliwowe (jasne) przedzielane prętami (zaciemnione) pochłaniającymi neutrony termiczne**

Gdy pręty pochłaniające neutrony, zwane *prętami sterującymi*, będziemy wyciągali do góry (rys. 5.2), możliwość komunikacji między elementami paliwowymi wzrośnie, a neutrony opuszczające poszczególne elementy paliwowe będą mogły wywoływać reakcje rozszczepienia w sąsiednich elementach paliwowych. Spowoduje to zintensyfikowanie procesów rozszczepienia i przyrost energii wytwarzanej w całym układzie.

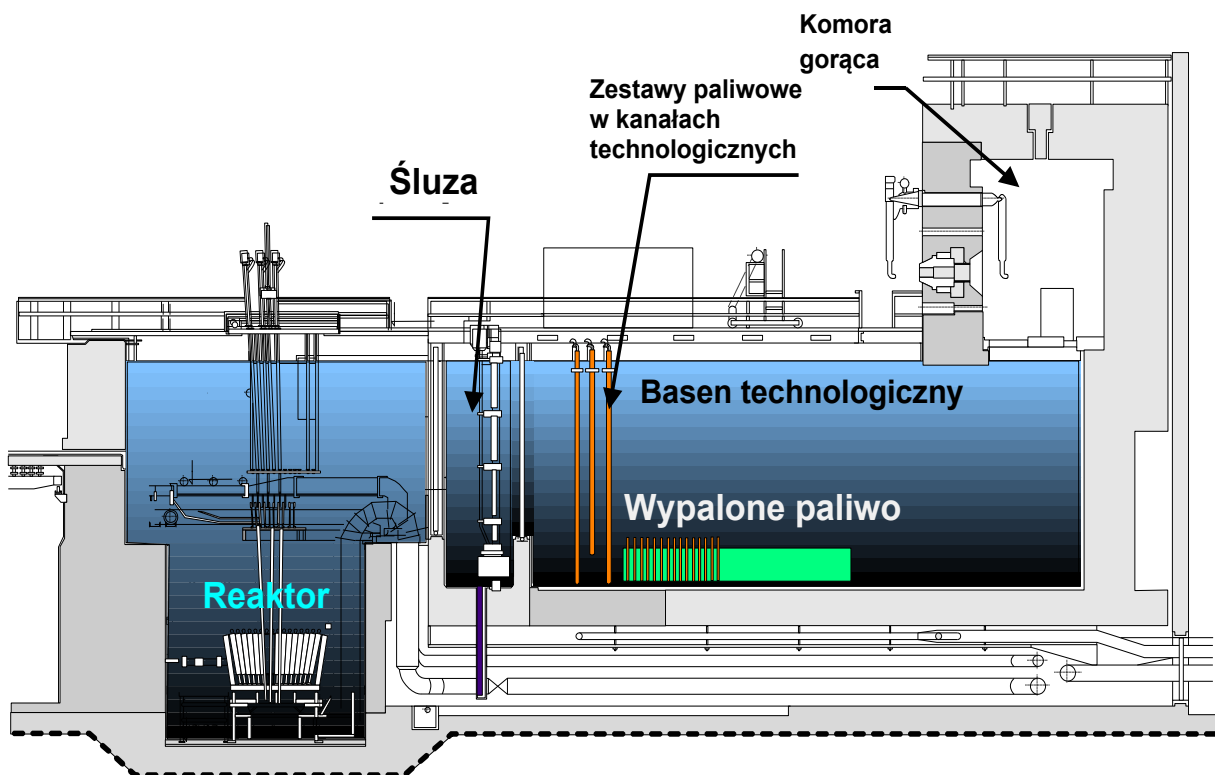


**Rys. 5.2 Gdy pręty sterujące zaczniemy wyciągać do góry, neutrony (czerwone) opuszczające elementy paliwowe będą mogły docierać do elementów sąsiednich i wywoływać w nich reakcje rozszczepienia**

Pewna liczba prętów, konstrukcyjnie identycznych ze sterującymi, spełnia w reaktorze funkcję tzw. *prętów bezpieczeństwa*. Pręty te mają jedynie dwa skrajne położenia: górne i dolne. Podczas uruchamiania reaktora, pierwszą czynnością jest podniesienie ich do góry

ponad rdzeń. Gdy trzeba w trybie awaryjnym przerwać reakcję łańcuchową, pręty te spadają gwałtownie do położenia dolnego, rozdzielając elementy paliwowe, powodując pochłanianie neutronów i zanik reakcji rozszczepienia.

Ponieważ w trakcie pracy reaktora następuje silne grzanie się wszystkich prętów, należy od nich odprowadzać ciepło. Tę rolę może spełnić częściowo zbiornik wodny, wewnątrz którego znajduje się rdzeń, jednak tego rodzaju statyczne chłodzenie nie jest wystarczające. Podstawowy odbiór ciepła odbywa się przy pomocy wymuszonego obiegu wody w tzw. **obiegu pierwotnym**. Woda w basenie, jeśli jest to akurat reaktor typu basenowego, pełni nie tylko rolę chłodziwa lecz także tzw. **moderatora neutronów**, o którym powiemy nieco dalej. W znacznej mierze pełni ona też rolę osłony przed promieniowaniem.



**Rys. 5.3 Przekrój przez układ doświadczalnego reaktora MARIA w Świerku**

Na rys. 5.3 pokazany jest przekrój przez reaktor doświadczalny MARIA w Świerku. Jak widać, instalacja umieszczona jest głównie w dwóch basenach wodnych. W basenie głównym (o głębokości ok. 11 m) zanurzony jest rdzeń reaktora wraz z tzw. **reflektorem neutronów**,

obok pokazany jest basen przechowawczy (technologiczny) na wypalone paliwo, oba baseny zaś przedzielone są śluzą wodną, wewnątrz której można wykonać niezbędne operacje mechaniczne na wypalonym paliwie przenoszonym z basenu reaktora do basenu technologicznego (przechowawczego).

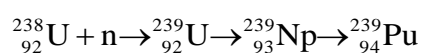
Jest rzeczą oczywistą, że zbiornik reaktora musi być otoczony osłoną biologiczną, tj. warstwą materiału, stanowiącą osłonę przed promieniowaniem (głównie gamma) wychodzącym z rdzenia. Taką osłonę skutecznie stanowi np. warstwa betonu. Chroni ona obsługę reaktora przed narażeniem na promieniowanie jonizujące.

Ponieważ reakcja rozszczepienia wywołana przez neutrony zachodzi tylko z określonym prawdopodobieństwem, część neutronów będzie wylatywała poza rdzeń i może być w związku z tym stracona dla inicjowania kolejnych reakcji rozszczepienia. Aby więc wykorzystywać neutrony w ekonomiczniejszy sposób, rdzeń reaktora otoczony jest warstwą materiału, który nie pochłania neutronów termicznych. Neutrony przelatując przez warstwę tego materiału mają dużą szansę na czołowe zderzenie z jądrami atomów tego materiału. W wyniku zderzenia mogą się odbić i powrócić do obszaru rdzenia, w którym mogą zainicjować kolejną reakcję rozszczepienia. Z tego właśnie względu materiał otaczający rdzeń nosi nazwę *reflektora neutronów*. Oczywiście woda w basenie reaktora też może częściowo pełnić rolę takiego reflektora.

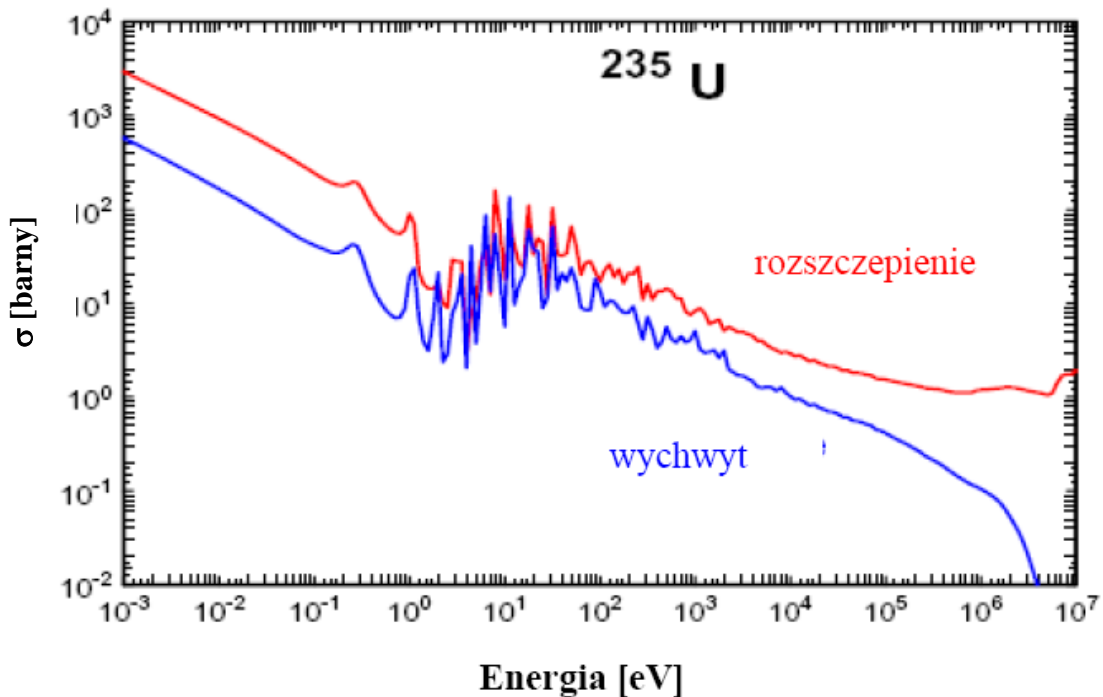
Rozpatrzmy teraz krok po kroku składowe części reaktora.

## 5.2 Paliwo

Jak już mieliśmy okazję mówić, podstawowymi dla praktycznego wykorzystania reakcji rozszczepienia izotopami są izotopy  $^{235}\text{U}$  i  $^{238}\text{U}$ . Trzy inne izotopy rozszczepialne,  $^{233}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ , a także  $^{241}\text{Pu}$  nie występują w stanie naturalnym i dopiero trzeba je wytworzyć. W pierwszym wypadku można tego dokonać naświetlając  $^{232}\text{Th}$ . W drugim -  $^{238}\text{U}$  strumieniem szybkich neutronów, w sekwencji reakcji:

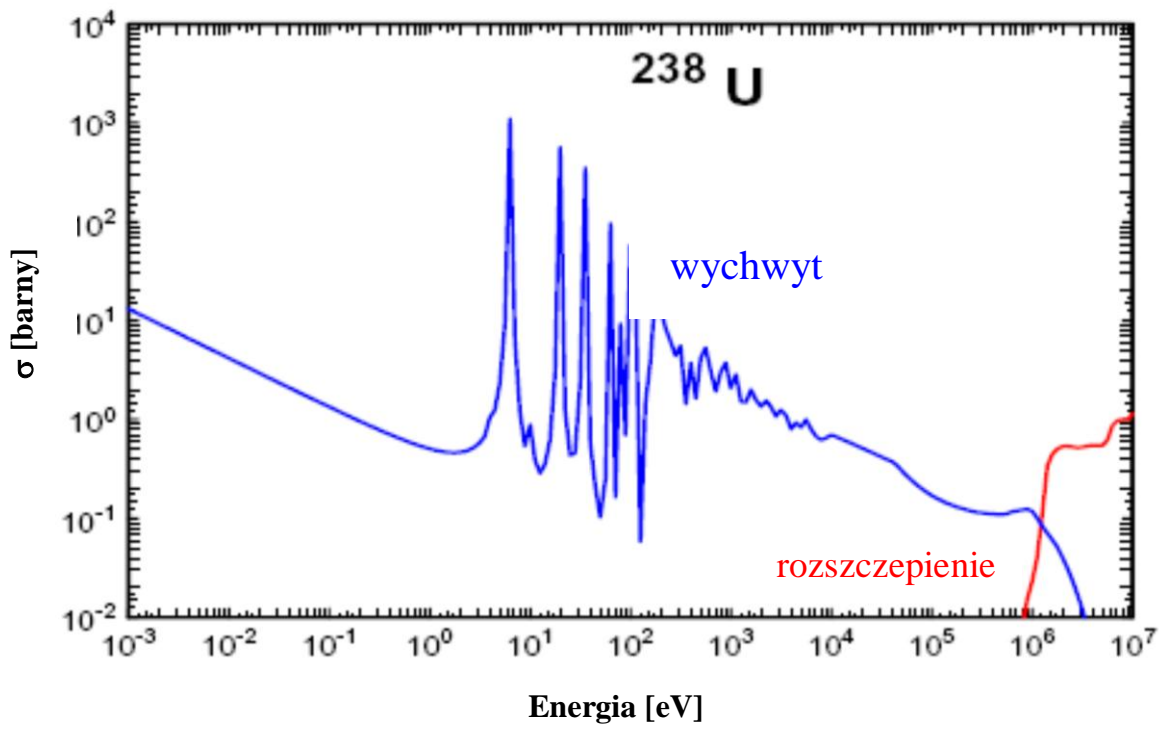


(dwa ostatnie rozpady, to oczywiście rozpady  $\beta^-$  z okresami połowicznego zaniku odpowiednio 23,45 min i 2,3565 dnia). Z tego względu o izotopach  $^{232}\text{Th}$  i  $^{238}\text{U}$  mówimy, patrz rozdz. 4, że są paliworodne.  $^{238}\text{U}$  jest zatem pierwiastkiem (izotopem) zarówno rozszczepialnym, jak i paliworodnym. Izotop  $^{241}\text{Pu}$  tworzy się w reakcji dwóch kolejnych wychwytów neutronu przez  $^{239}\text{Pu}$ .

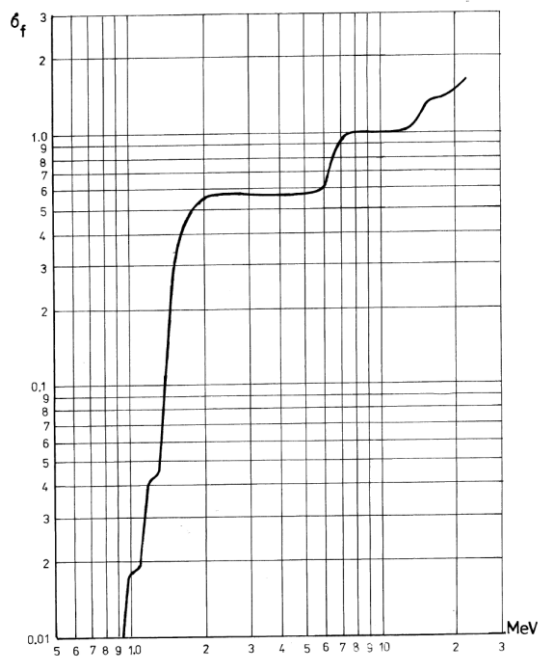


Rys. 5.4 Przekrój czynny na wychwyt neutronu i na rozszczepienie dla  $^{235}\text{U}$

O ile rozszczepienie  $^{235}\text{U}$  następuje z największym prawdopodobieństwem dla neutronów termicznych (rys. 5.4), rozszczepienie  $^{238}\text{U}$  następuje dla neutronów o energiach wyższych od ok. 1,2 MeV (rys. 5.5 i rys. 5.6). I nawet stosunkowo niewielki przekrój czynny na to rozszczepienie nie zmienia faktu, że w typowym reaktorze, w którym paliwo zawiera głównie  $^{238}\text{U}$ , tworzy się rozszczepialny  $^{239}\text{Pu}$ . Warto zwrócić tu uwagę na fakt, że przeciętna liczba neutronów rozszczepieniowych przypadająca na jeden akt rozszczepienia  $^{239}\text{Pu}$ , to ok. 2,9 neutronów, a więc więcej niż w wypadku  $^{235}\text{U}$  (ok. 2,4 neutronów). W typowym reaktorze energetycznym prowadzi to do sytuacji, w której około 1/3 całkowitej produkowanej energii pochodzi ze „spalania” plutonu.



Rys. 5.5 Przekrój czynny na wychwyty neutronu i na rozszczepienie dla  $^{238}\text{U}$



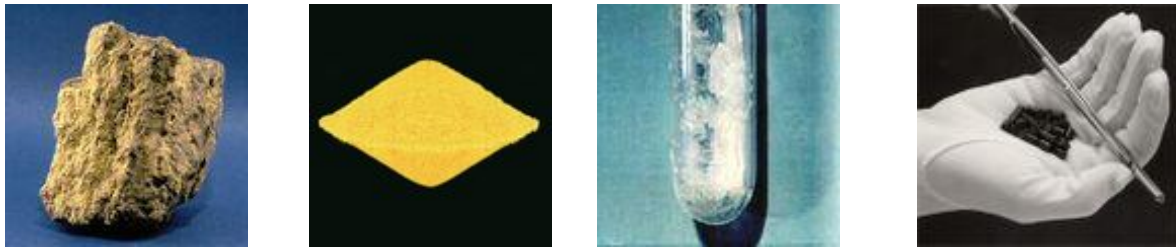
Rys. 5.6 Przekrój czynny na rozszczepienie  $^{238}\text{U}$

$^{239}\text{Pu}$  w wyniku pochłonięcia neutronu może się rozszczepić bądź przekształcić w  $^{240}\text{Pu}$ . Ponieważ izotop  $^{239}\text{Pu}$  ulega rozszczepieniom, w wyniku dłuższej pracy reaktora pozostaje w nim stosunkowo dużo  $^{240}\text{Pu}$  i jest go tym więcej, im dłużej paliwo pracuje w reaktorze. Zjawisko to jest istotne z punktu widzenia militarnych zastosowań energii jądrowej, gdyż tylko niemal czysty  $^{239}\text{Pu}$  jest dla tych celów użyteczny. Z drugiej strony, efekt przekształcania się  $^{238}\text{U}$  w  $^{239}\text{Pu}$  powoduje, że można skonstruować reaktor, który w miarę pracy będzie produkował dla siebie paliwo, a ściślej ilość paliwa po wypaleniu paliwa pierwotnego będzie większa. Taki reaktor, pracujący w tzw. **cyklu uranowo-plutonowym** na neutronach prędkich, nazywany **reaktorem powielającym**. Tworzenie się izotopu  $^{240}\text{Pu}$  podczas normalnej pracy reaktora ma także dalszą konsekwencję. W wyniku wychwytu neutronu izotop ten przechodzi w rozszczepialny  $^{241}\text{Pu}$ .

Sama technologia tworzenia paliwa uranowego składa się z kilku etapów. Wydobytą rudę, metodami górniczymi lub przez wyflukowanie pod ciśnieniem, kruszy się i poddaje działaniu kwasu siarkowego, który rozpuszcza uran, a następnie sam uran odzyskujemy z roztworu. W przedostatnim etapie z otrzymanego roztworu wytrącany jest tlenek uranu  $\text{U}_3\text{O}_8$  w postaci tzw. żółtego ciasta (ang. *yellow cake*), który po wygrzaniu zyskuje kolor khaki i w takiej postaci jest sprzedawany. W kolejnym etapie dokonuje się konwersji tlenku uranu w gazowy sześćfluorek uranu ( $\text{UF}_6$ ) dla umożliwienia dokonania separacji izotopów uranu, a następnie dokonuje odpowiedniego wzbogacenia uranu w  $^{235}\text{U}$ . W końcowym etapie następuje wyprodukowanie paliwa, tj. przetworzenie wzbogaconego gazu  $\text{UF}_6$  w proszek dwutlenku uranu ( $\text{UO}_2$ ), sprasowanie go w formę pastylek, włożenie ich w odpowiednie metalowe rurki ze stopu cyrkonu lub stali nierdzewnej, a następnie stworzenie z tak powstałych prętów paliwowych zespołu – elementu paliwowego, który znajdzie się w rdzeniu reaktora. Te pierwsze etapy cyklu zilustrowane są na rys. 5.7. Podstawowe paliwo może być także w postaci węglików uranu lub w postaci metalicznej. W tzw. reaktorach IV generacji stosowane jest paliwo w formie kulek, ale rozważa się też użycie paliwa płynnego (roztopione sole) oraz ceramiki w formie pryzmatycznej.

Istnieją reaktory, które nie wymagają wzbogaconego paliwa, jak np. kanadyjski reaktor CANDU (od *Canadian Deuterium Uranium*). Reaktory te mogą więc pracować na naturalnym uranie. W takich wypadkach wystarcza przeprowadzenie  $\text{U}_3\text{O}_8$  w  $\text{UO}_2$ .





**Rys. 5.7** Od lewej: ruda uranowa,  $U_3O_8$  w postaci tzw. „żółtego placka”, dwutlenek uranu ( $UO_2$ ) z uranem wzbogaconym do 3%  $^{235}U$ , pręt paliwowy z pastylek  $UO_2$  zamknięty w metalowej rurce ze stopu cyrkonu.<sup>25</sup>

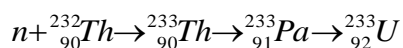
Jeśli chodzi o wykorzystanie transmutacji paliworodnego izotopu  $^{232}Th$  w rozszczepialny  $^{233}U$  (*cykl torowo-uranowy*), to stanie się ona opłacalna dopiero wtedy, gdy zasoby uranu zaczną się wyczerpywać. Lekko promieniotwórczy tor (okres połowicznego zaniku izotopu  $^{232}Th$ , to  $1,4 \cdot 10^{10}$  lat), który jest srebrzystym metalem, został odkryty przez uczonego szwedzkiego Jonsa Jakoba Berzeliusa w roku 1828. Toru w skorupie ziemskiej jest ok. trzy razy więcej niż uranu, stąd też nadzieja na długotrwałe możliwości korzystania przez ludzkość z energii jądrowej. Sama gleba zawiera go w koncentracji ok. 6 ppm. Najczęściej spotykamy go w formie minerału, monazytu, będącego fosforanem toru. Ogółem ocenia się, że rezerwy toru na Świecie wynoszą 1 200 000 ton, z których 300 000 przypada na Australię, 290 000 na Indie, 170 000 na Norwegię, 160 000 na USA i 100 000 na Kanadę. W dalszej kolejności plasują się Południowa Afryka (35 000) i Brazylia (16 000). Sam metal łatwo zapala się w atmosferze powietrza i daje jasne światło. Stąd też jego zastosowanie w żarówkach, siateczkach używanych niegdyś w gazowych lampach turystycznych, w elektrodach spawalniczych itp.

Dwutlenek toru ( $ThO_2$ ) ma bardzo wysoką temperaturę wrzenia (3573 K). Szkło, zawierające  $ThO_2$  charakteryzuje się dużym współczynnikiem załamania światła, w związku z czym jest chętnie używane do produkcji soczewek i optycznych przyrządów naukowych.

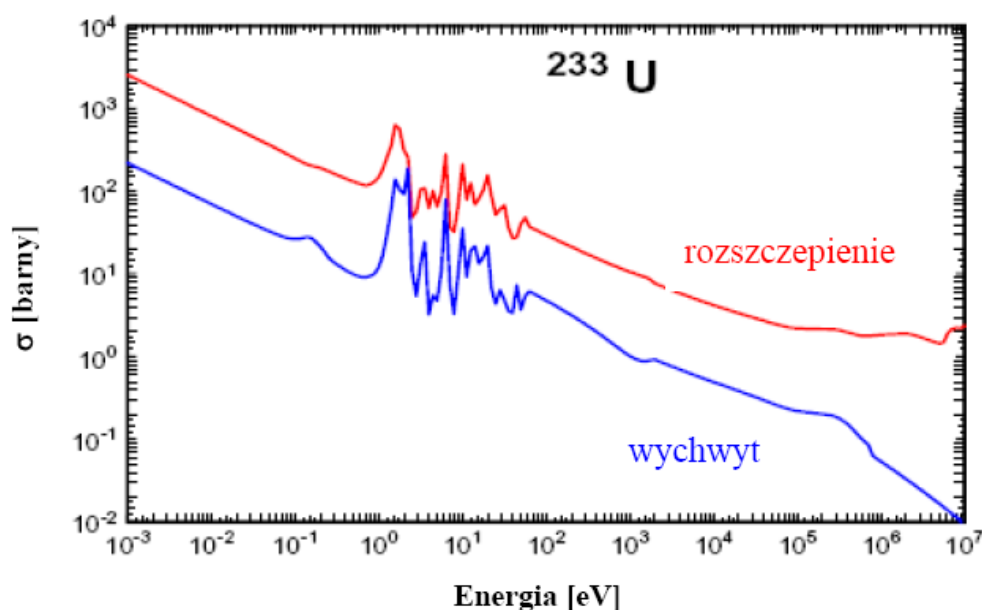
Jako paliwo reaktorowe (po transmutacji w  $^{233}U$ ) tor ma pewną zaletę polegającą na powstawaniu większej liczby neutronów rozszczepieniowych niż w wypadku  $^{235}U$  czy  $^{239}Pu$ .

Schemat reakcji neutronów z torem jest następujący:

<sup>25</sup> Źródło: <http://en.wikipedia.org>



Przekroje czynne na absorpcję i rozszczepienie  ${}^{233}\text{U}$  pokazane są na rys. 5.8. Porównując je z przekrojami czynnymi dla  ${}^{235}\text{U}$  (rys. 5.4) widać, że własności obu izotopów są bardzo podobne.

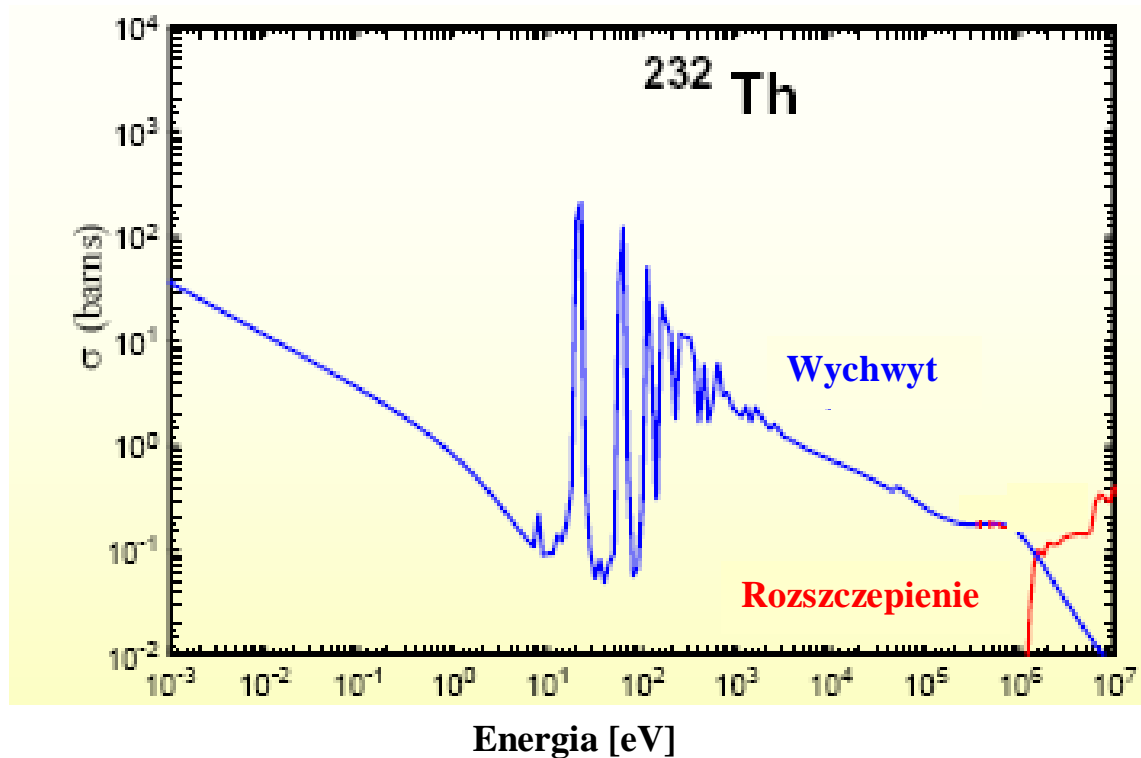


**Rys. 5.8** Przekrój czynny na wychwył neutronu i na rozszczepienie dla  ${}^{233}\text{U}$

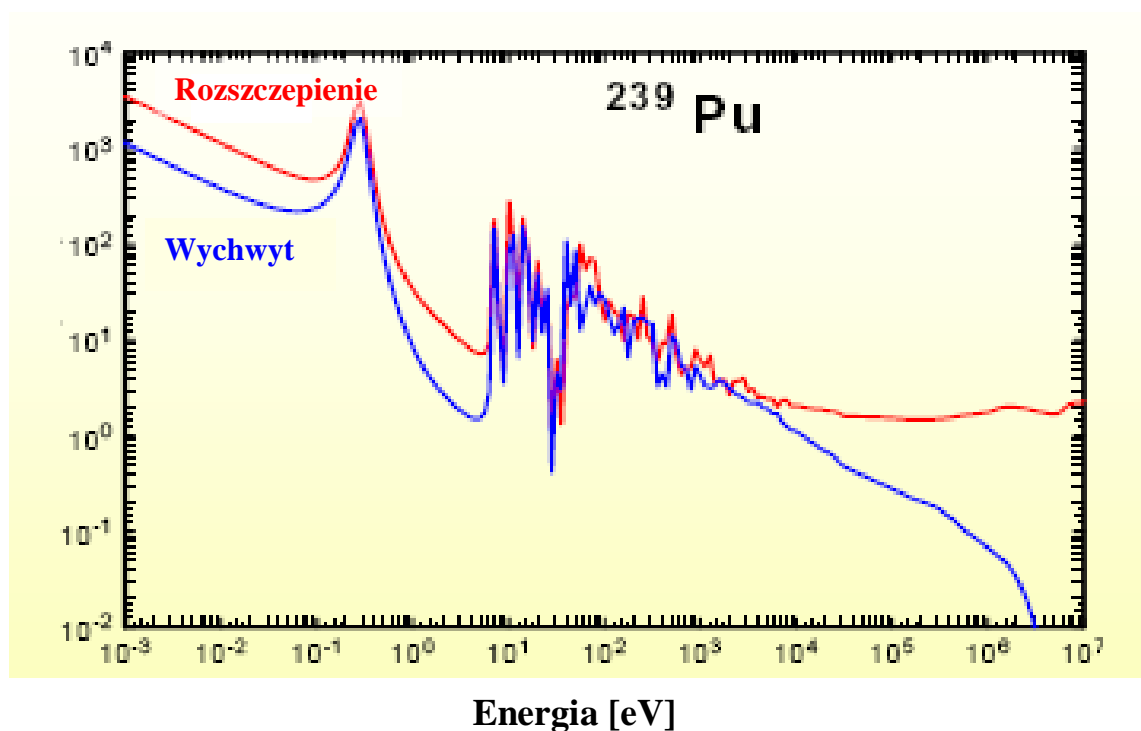
Zauważmy, że niemal cały tor, znajdujący się w Ziemi, może być użyty w reaktorze, podobnie jak  ${}^{238}\text{U}$  w reaktorach powielających (warto jednak zauważyć, że niezbędnym dla inicjacji reakcji izotopem jest  ${}^{235}\text{U}$ ). Oznacza to, że z tej samej masy pierwiastka można otrzymać kilkadziesiąt (ok. 40) razy większą energię w wypadku toru. O wykorzystaniu toru w pierwszych reaktorach będziemy mówili przy okazji omawiania zarówno różnych rodzajów reaktorów, jak i koncepcji spalania i transmutacji odpadów promieniotwórczych z reaktorów.

W podsumowaniu, paliwami reaktorów jądrowych są cztery izotopy:  ${}^{233}\text{U}$ ,  ${}^{235}\text{U}$ ,  ${}^{239}\text{Pu}$  i  ${}^{241}\text{Pu}$ . Kończąc ten paragraf przedstawiamy przekroje czynne na absorpcję i rozszczepienie izotopów  ${}^{232}\text{Th}$  (rys. 5.9) oraz  ${}^{239}\text{Pu}$  (rys.5.10). Charakterystyczny pik rezonansowego

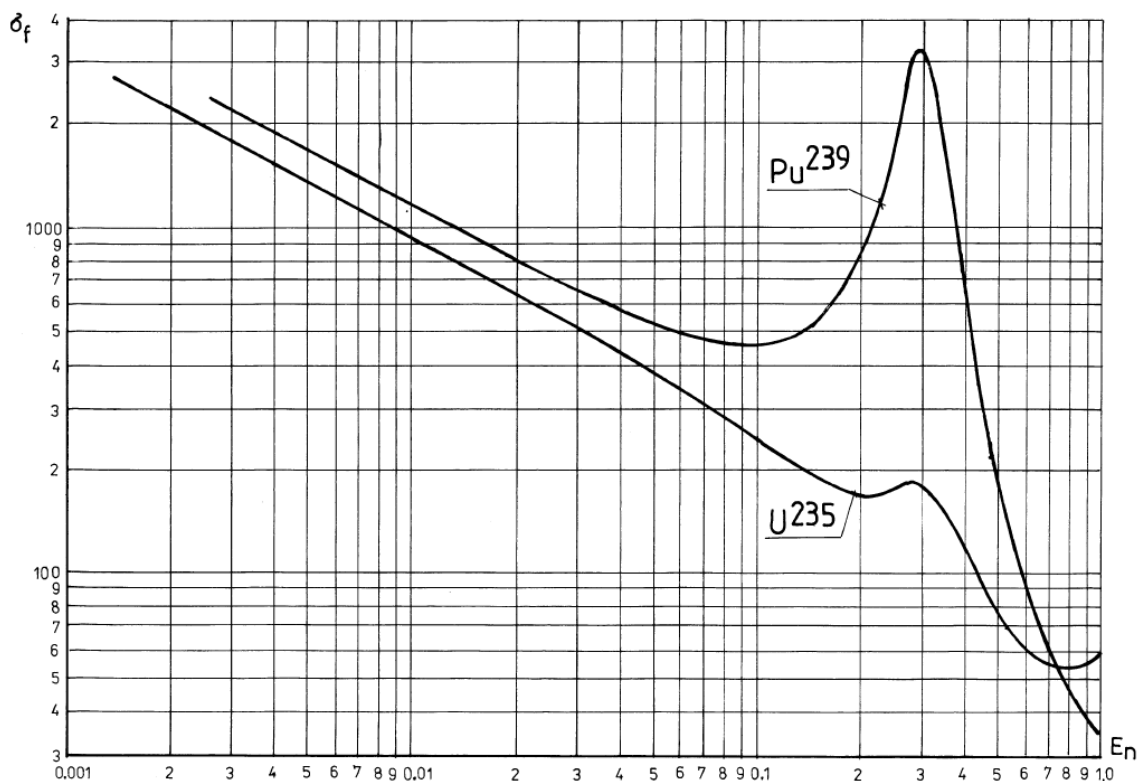
pochłaniania neutronów obserwowany w tym ostatnim izotopie pojawia się dla energii 0,3 eV. Pik ten obserwowany jest także, choć w słabszym stopniu, w  $^{235}\text{U}$  (rys.2.11).



Rys. 5.9 Przekrój czynny na wychwył neutronu i na rozszczepienie dla  $^{232}\text{Th}$



Rys. 5.10 Przekrój czynny na wychwył neutronu i na rozszczepienie dla  $^{239}\text{Pu}$



**Rys. 5.11 Przekrój czynny na rozszczepienie  $^{239}\text{Pu}$  i  $^{235}\text{U}$  w zakresie niskich energii neutronów**

### 5.3 Spowalnianie neutronów w moderatorze

Ze względu na niskie przekroje czynne na rozszczepienie uranu-235 neutronami prędkimi, efektywne wykorzystanie neutronów każe spowalniać neutrony rozszczepieniowe. Spowolnienie następuje głównie w wyniku sprężystego zderzenia neutronu z lekkim jądrem, a strata energii zależy od kąta rozproszenia. Innym mechanizmem spowalniania neutronów jest zainicjowanie przez neutron o odpowiednio dużej energii (powyżej 100 keV) reakcji typu  $(n,n')$ , w których tworzony neutron ( $n'$ ) ma energię znacznie niższą od energii neutronu padającego.

Materiały, w których spowalniają się neutrony noszą nazwę **moderatorów neutronów**. Jest rzeczą oczywistą, że materiały te nie powinny pochłaniać neutronów, a jeśli, to w nieznacznym tylko stopniu. Moderator jest tym lepszy im mniejsza liczba zderzeń potrzebna jest do spowolnienia neutronu rozszczepieniowego o energii 1 – 2 MeV do energii

neutronów termicznych. Ponieważ akurat ten zakres energii jest nam potrzebny, spowalnianie neutronów nosi także nazwę *termalizacji*. Ponieważ spowalnianie zachodzi w ośrodku, w którym atomy wykonują ruchy termiczne, po pewnej liczbie zderzeń ustala się w moderatorze rozkład prędkości neutronów podobny do rozkładu prędkości cząsteczek gazu o danej temperaturze. Rozkład ten, znany pod nazwą rozkładu Maxwella-Boltzmana, omówimy niezależnie.

### 5.3.1 Rozpraszanie sprężyste

Dla rozpatrzenia zderzeń można zastosować jeden z dwóch układów odniesienia: laboratoryjny lub układ środka mas. W pierwszym wypadku zakłada się, że jądro, z którym zderza się neutron jest w spoczynku. Jest to więc układ zewnętrznego obserwatora procesu rozpraszania (zderzenia). W wypadku układu środka mas zakładamy, że środek mas pozostaje nieruchomy. Jest to zatem układ, w którym obserwator porusza się razem ze środkiem masy neutronu i jądra, a suma pędów cząstki padającej i uderzanej jest równa zeru. Oba układy przedstawione są na rys. 5.12.

Niech jądro ma liczbę masową  $A$ , prędkość neutronu względem jądra będzie zaś  $v_1$ . Dla neutronu możemy z dobrym przybliżeniem przyjąć liczbę masową za 1. Całkowita masa obu cząstek wynosi zatem  $A+1$ , a prędkość środka mas w układzie laboratoryjnym będzie

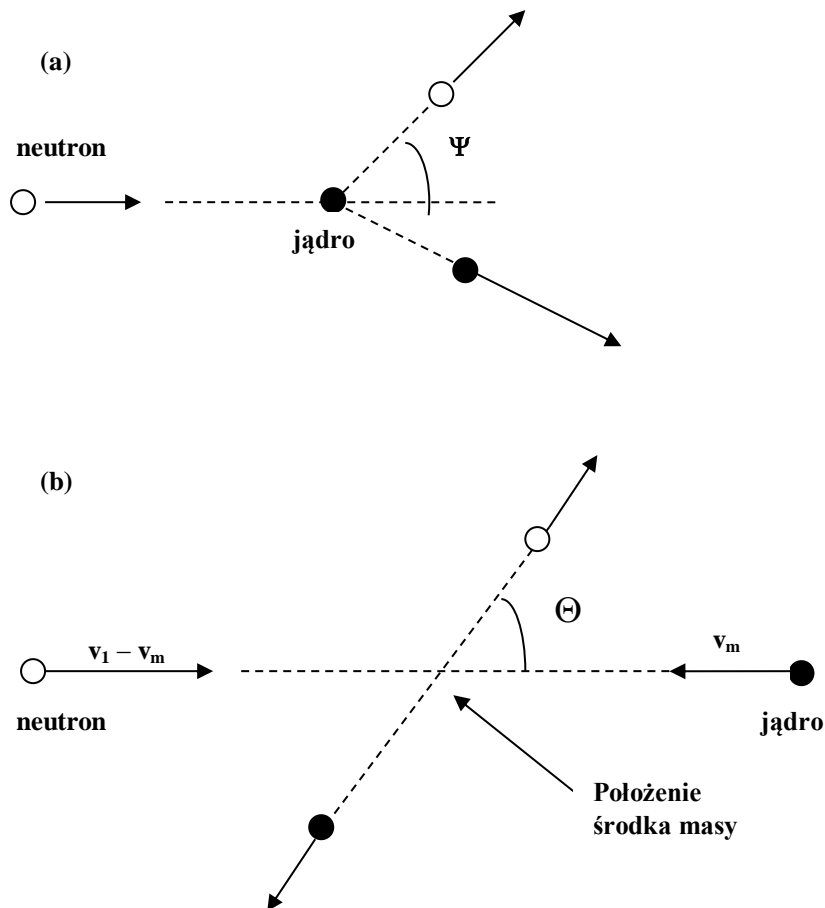
$$v_m = \frac{v_1}{A+1}, \quad (5.1)$$

gdyż pęd neutronu jest przy spoczywającym jądrze jednocześnie pędem środka masy.

Właśnie z prędkością  $v_m$  jądro powinno zbliżać się do środka masy w układzie (b), gdyż z założenia środek masy ma spoczywać. Jeśli tak, to prędkość neutronu w tym układzie musi być  $v_1 - v_m$ . A zatem, pęd neutronu (masa jednostkowa) w układzie środka masy wynosi

$$p_{nl} = 1 \cdot \frac{A v_1}{A+1} \quad (5.2)$$

W tym układzie pęd jądra wynosi  $Av_m$ , jest równy co do wartości pędowi (5.2), lecz przeciwnie skierowany. Całkowity pęd układu przed zderzeniem jest więc równy zero i z zasady zachowania pędu wynika, że tak być musi również po zderzeniu.



**Rys. 5.12 Zderzenie neutronu z jądrem w układzie laboratoryjnym (a) i środka mas (b)**

Niech pęd neutronu po zderzeniu wynosi  $p_{n2}$ , co oznacza, że pęd jądra po zderzeniu będzie równy  $-p_{n2}$ . Wykorzystajmy teraz zasadę zachowania energii:

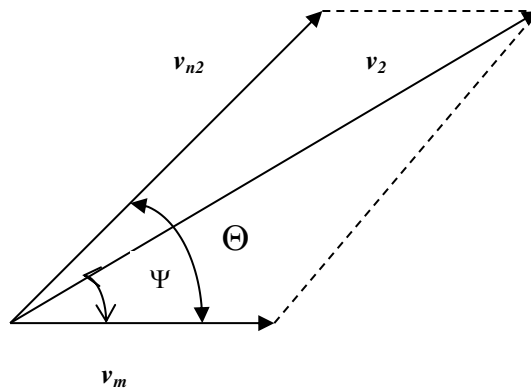
$$\frac{1}{2} \left( \frac{Av_1}{A+1} \right)^2 + \frac{1}{2} A \left( \frac{v_1}{A+1} \right)^2 = \frac{1}{2} p_{n2}^2 + \frac{1}{2} \frac{p_{n2}^2}{A} \quad (5.3)$$

skąd łatwo otrzymać prędkość neutronu po zderzeniu wynosi

$$v_{n2} = \frac{Av_1}{A+1} \quad (5.4)$$

Oznacza to, że prędkość neutronu przed i po zderzeniu jest taka sama, a więc i prędkość jądra nie zmienia się wskutek zderzenia (oczywiście w układzie środka masy).

Obliczenie prędkości neutronu po zderzeniu w układzie laboratoryjnym,  $v_2$ , jest równie łatwe. Układ (b) porusza się względem układu (a) z prędkością środka masy tj.  $v_m$ . Tak więc interesującą nas prędkość można obliczyć składając prędkość środka masy z prędkością neutronu w układzie środka masy, patrz rys. 5.13. Z prostych rozważań trygonometrycznych mamy więc:



**Rys. 5.13** Obliczanie prędkości neutronu w układzie laboratoryjnym

$$v_2^2 = \frac{A^2 + 2A \cos \Theta + 1}{(A+1)^2} \cdot v_1^2 \quad (5.5)$$

Jak wynika z powyższego rachunku, w wyniku zderzenia neutron stracił energię kinetyczną. Stosunek energii neutronu po zderzeniu do energii neutronu przed zderzeniem wynosi:

$$\frac{E_2}{E_1} = \frac{v_2^2}{v_1^2} = \frac{A^2 + 2A \cos \Theta + 1}{(A+1)^2}, \quad (5.6)$$

a względna zmiana energii neutronu wynosi

$$\frac{\Delta E}{E_1} \equiv \frac{E_2 - E_1}{E_1} = -\frac{2A}{(A+1)^2} (1 - \cos \Theta) \quad (5.7)$$

Z wyniku (5.7) widzimy, że neutron rozprasza się bez straty energii gdy kąt  $\Theta = 0$ , a więc gdy neutron po zderzeniu biegnie bez zmiany kierunku. Maksymalna strata energii pojawia się natomiast dla odbicia, gdy  $\Theta = \pi$ , a więc przy zderzeniu centralnym. Wówczas energia neutronu po zderzeniu będzie energią najmniejszą:

$$\frac{E_{2\min}}{E_1} = \left( \frac{A-1}{A+1} \right)^2 \equiv \alpha \quad (5.8)$$

Maksymalna względna zmiana energii przy jednokrotnym zderzeniu wynosi więc

$$\frac{(\Delta E)_{\max}}{E_1} = -\frac{4A}{(A+1)^2} \quad (5.9)$$

Z powyższych rozważań wynika, że w wyniku zderzenia neutronu z jądrem wodoru, czyli protonem, dla którego  $A=1$ , neutron może przekazać protonowi całą swą energię o ile zajdzie zderzenie centralne (czołowe). Gdy  $A = 12$  (zderzenie z jądrem atomu węgla), względna strata energii podczas zderzenia centralnego wynosi  $-0,284$ . Dla dużych wartości liczby masowej, powiedzmy większej od 50, wzór (6.9) można przybliżyć jako  $-4/A$ .

Zastanówmy się teraz nad rozkładem prawdopodobieństwa rozpraszania neutronu pod danym kątem  $\Theta$ . Na podstawie symetrii układu środka mas, nie widać powodu, aby rozpraszanie mogło mieć inną symetrię niż kulistą. Przypuszczenie to potwierdzają eksperymenty z neutronami wysokoenergetycznymi. Jeśli tak, to prawdopodobieństwo rozpraszania neutronu w kąt bryłowy  $d\Omega$  dla kąta rozpraszania pomiędzy  $\Theta$  a  $\Theta+d\Theta$  wynosi

$$p(\Theta)d\Theta = \frac{d\Omega}{4\pi} = \frac{2\pi \sin \Theta d\Theta}{4\pi} = \frac{1}{2} \sin \Theta d\Theta \quad (5.10)$$



Prawdopodobieństwo, że po rozpatrywanym rozproszeniu neutron będzie miał energię leżącą w przedziale  $(E_2, E_2+dE)$  obliczamy w prosty sposób:

$$p(E_2)dE = p(\Theta) \frac{d\Theta}{dE} dE \quad (5.11)$$

Ze wzoru (5.6) możemy łatwo obliczyć pochodną  $dE/d\Theta$ :

$$\frac{dE}{d\Theta} = E_1 \cdot \frac{-2A \sin \Theta}{(A+1)^2} \quad (5.12)$$

Tak więc

$$p(E_2)dE = \frac{1}{2} \sin \Theta \cdot \left( -\frac{1}{E_1} \frac{(A+1)^2}{2A \sin \Theta} \right) dE = -\frac{(A+1)^2}{4AE_1} dE \quad (5.13)$$

Ponieważ neutron przy zderzeniu traci energię, prawa strona wzoru (5.13) jest dodatnia, jak być powinno. Porównując ten wynik z relacją (5.9) widać, że prawdopodobieństwo  $p(E_2)$  jest odwrotnie proporcjonalne do maksymalnej wartości względnej zmiany energii neutronu, ta zaś zależy tylko od początkowej energii neutronu i od liczby masowej  $A$ . Można sprawdzić, że całka z  $p(E_2)dE$  po całym przedziale zmienności energii  $E_2$  wynosi 1, jak być powinno.

Gdyby masa jądra była duża, układ laboratoryjny byłby *de facto* tożsamy z układem środka masy. Tak jednak na pewno nie jest dla lekkich jąder. Elementarne rozważania trygonometryczne pokazują, że relacja między kątami rozpraszania  $\Theta$  i  $\Psi$  jest następująca:

$$\cos \Psi = \frac{A \cos \Theta + 1}{\sqrt{A^2 + 2A \cos \Theta + 1}} \quad (5.14)$$

Istotnie, dla dużych wartości  $A$  widać, że oba kąty niewiele różnią się od siebie. Jeśli więc rozpraszanie neutronów na ciężkich jądrach jest kulisto-symetryczne w układzie środka masy, takim też pozostaje w układzie laboratoryjnym.

### 5.3.2 Efektywność moderatora

Dla oceny efektywności danego moderatora użytecznym parametrem jest *średni logarytmiczny dekrement energii na jedno zderzenie*. Wielkość ta mówi o ile zmniejsza się logarytm energii neutronów podczas pojedynczego zderzenia. Definicja tej wielkości jest następująca:

$$\xi \equiv \langle \ln E_1 - \ln E_2 \rangle = \frac{\int_{E_1}^{\alpha E_1} \ln \left( \frac{E_1}{E_2} \right) p(E_2) dE_2}{\int_{E_1}^{\alpha E_1} p(E_2) dE_2},$$

(5.15)

gdzie współczynnik  $\alpha$  określa maksymalną możliwą stratę energii neutronu po zderzeniu i został zdefiniowany w równaniu (5.8). Mianownik (5.15) jest, jak mówiliśmy, równy jedności. Obliczenie całki w liczniku nie jest trudne, gdyż kładąc  $x = E_2/E_1$  mamy

$$\xi = \frac{1}{1-\alpha} \int_1^{\alpha} \ln x dx = 1 + \frac{\alpha}{1-\alpha} \ln \alpha = 1 + \frac{(A-1)^2}{2A} \ln \frac{A-1}{A+1} \quad (5.16)$$

Jak widać, w ramach rozpatrywanego przez nas modelu, który nie uwzględnia naturalnych ruchów jąder w materii, i który zakłada sferyczną symetrię rozpraszania w układzie środka mas, wartość ta nie zależy od energii początkowej neutronu, a jedynie od liczby masowej – charakteryzuje więc ośrodek spowalniający: moderador. Jeśli średnia wartość logarytmu stosunku ( $E_2/E_1$ ) nie zależy od energii neutronu, to także i średnia wartość tego stosunku nie powinna zależeć od  $E_1$ . Oznacza to, że dla danego rodzaju jąder, w pojedynczym zderzeniu neutron traci średnio zawsze ten sam ułamek energii.

Dla  $A \geq 2$  z dobrym przybliżeniem możemy wynik (5.16) przybliżyć przez

$$\xi = \frac{2}{A + \frac{2}{3}} \quad (5.17)$$

Tablica 5.1 podaje wartości średniego logarytmicznego dekrementu energii dla ośrodków jednoizotopowych. W ostatniej kolumnie podano średnią liczbę zderzeń,  $N_c$ , potrzebnych na zmniejszenie początkowej energii neutronu 2 MeV do poziomu energii neutronu termicznego – 25 meV, a więc

$$N_c = \frac{1}{\xi} \ln \frac{2 \cdot 10^6}{25 \cdot 10^{-3}} \approx \frac{18,2}{\xi} \quad (5.18)$$

**Tabela 5.1** Wartości średniego logarytmicznego dekrementu energii dla różnych izotopów

Izotop	$\xi$	$N_c$
$^1\text{H}$	1,000	18
$^2\text{H}$ (D)	0,725	25
$^4\text{He}$	0,425	43
$^7\text{Li}$	0,268	67
$^9\text{Be}$	0,209	86
$^{12}\text{C}$	0,158	114
$^{16}\text{O}$	0,120	150
$^{238}\text{U}$	0,00838	2172

Jak wynikałoby ze wzoru (5.18), im wartość  $\xi$  jest większa, tym liczba zderzeń potrzebnych do spowolnienia neutronu będzie mniejsza, a więc moderator z materiału o dużej wartości  $\xi$  będzie efektywniejszy (oczywiście takie rozumowanie może dotyczyć tylko danego stosunku  $E_1/E_2$ ). W praktyce jednak należy uwzględnić także wartość **makroskopowego przekroju czynnego na rozpraszanie**, tj. iloczyn gęstości jąder rozpraszacza i przekroju czynnego na rozpraszanie na pojedynczym jądrze. Oznaczając ten makroskopowy przekrój czynny jako  $\Sigma_s$  możemy wprowadzić lepszą miarę zdolności spowalniającej moderatora, a mianowicie iloczyn  $\xi \cdot \Sigma_s$ . Iloczyn ten, dobrze charakteryzujący zdolność spowalniania jąder rozpraszacza znajdujących się w 1 cm<sup>3</sup>, nazywamy **makroskopową zdolnością spowalniania**.

Oznaczając gęstość moderatora przez  $\rho$ , liczbę atomową jako  $A$ , a mikroskopowy przekrój czynny na rozpraszanie na jednym jądrze przez  $\sigma_s$ , makroskopową zdolność spowalniania obliczymy więc ze wzoru:

$$S = \xi \cdot N_{Av} \rho \sigma_s / A \equiv \xi \cdot \Sigma_s, \quad (5.19)$$

gdzie  $N_{Av}$  jest liczbą Avogadra.

Nasz opis działania moderatora jak dotąd nie uwzględniał faktu, że neutrony mogą być w moderatorze także absorbowane, a makroskopowy przekrój czynny na taką absorpcję może wcale nie być bardzo mały. Oznaczmy go przez  $\Sigma_a$ . Jest rzeczą oczywistą, że im większa będzie absorpcja, tym gorszy będzie moderator, gdyż sam fakt, iż spowalnia on lepiej lub gorzej neutrony nic nam nie da, jeśli neutronów w układzie będzie ubywało. Z tego właśnie względu bor i lit, choć mają jądra bardzo lekkie, nie nadają się do użycia jako moderatory, gdyż silnie pochłaniają neutrony. Skuteczność moderatora możemy zatem mierzyć **współczynnikiem spowalniania**:

$$S_s = \frac{S}{\Sigma_a} \quad (5.20)$$

Wartości makroskopowej zdolności spowalniania oraz jego skuteczności podane są w Tabeli 5.2. Należy zauważyć, że podane w tej tabeli moderatory zawierają w wypadku wody lekkiej i ciężkiej - oprócz wodoru (deuteru) - jeszcze tlen, którego charakterystyki trzeba także uwzględnić. Ponadto, w bardziej precyzyjnych ocenach należałoby uwzględnić rozkład wartości  $\xi$ , gdyż spowalniane neutrony mają różne energie i są także spowalniane do różnych energii. Niemniej jednak nawet przybliżone liczby podane w Tabeli 5.2 oddają stopień przydatności danej substancji jako moderatora.

**Tab. 5.2 Właściwości niektórych moderatorów<sup>26</sup>**

Moderator	S [cm <sup>-1</sup> ]	S <sub>s</sub>
H <sub>2</sub> O	1,36	71
D <sub>2</sub> O	0,18	5670
He <sup>*)</sup>	1,6·10 <sup>-5</sup>	83
<sup>9</sup> Be	0,15	143
<sup>12</sup> C	0,06	192

<sup>\*)</sup> przyjmuje się ciśnienie atmosferyczne i temperaturę pokojową

Tabela ta wyraźnie pokazuje, jak dobrym moderatorem jest ciężka woda. To, że lekka woda jest gorsza wynika, jak można się domyśleć, z faktu, że wodór ma większy przekrój czynny na absorpcję neutronów, natomiast nieco gorsze własności berylu lub grafitu biorą się głównie z faktu ich większej masy atomowej. Nie zmienia to faktu, że są to dobre moderatory, szczególnie tam, gdzie zastosowanie ciekłego moderatora byłoby niewskazane. Nawet tam, gdzie mamy już wodę w charakterze chłodziwa i moderatora, możemy także użyć np. berylu jako drugiego moderatora. Takie rozwiązanie przyjęto np. w reaktorze MARIA w Świerku.

Wprowadzony na początku tego paragrafu średni logarytmiczny dekrement energii nie charakteryzuje nam całej dynamiki procesu zderzeń w moderatorze. Jeśli obliczymy stosunek energii  $E_0$  neutronu z rozszczepienia do energii  $E$  neutronu rozproszonego w pojedynczym akcie rozpraszania, a przez  $u$  oznaczymy logarytm naturalny tego stosunku:

$$u = \ln \frac{E_0}{E} \quad (5.21)$$

to jest oczywistą rzeczą, że jeśli neutron wprawdzie spowolnił się do energii  $E_1$ , a potem w wyniku innego zderzenia osiągnął energię  $E_2$ , to różnica wartości  $u$  wyniesie

$$\Delta u = u_2 - u_1 = \ln \frac{E_1}{E_2} \quad (5.22)$$

<sup>26</sup> Podane tu wartości zostały wzięte z monografii W.M.Stacey, *Nuclear Reactor Physics*, Wiley-VCH (2007) i wykładów Vasiliya Arzhanova o energetyce jądrowej w KTH, Szwecja (2007).

Wielkość  $u$  nazywamy *letargiem*, a wzór (5.22) mówi nam, że średni logarytmiczny dekrement energii jest po prostu uśrednioną wartością zmian letargu przy jednym zderzeniu. W gruncie rzeczy sens wprowadzenia pojęcia letargu jest dwojaki: po pierwsze, neutron dla zwiększenia swojego letargu o konkretną wartość  $\Delta u$  musi zawsze doznać średnio takiej samej liczby zderzeń, niezależnie od posiadanej energii (ściśle biorąc jest to słuszne w przybliżeniu sferycznej symetrii rozpraszania, kiedy to  $\xi$  jest niezależne od energii neutronu), a po drugie, energię neutronu można przedstawić jako zanikającą wykładniczo z letargiem:

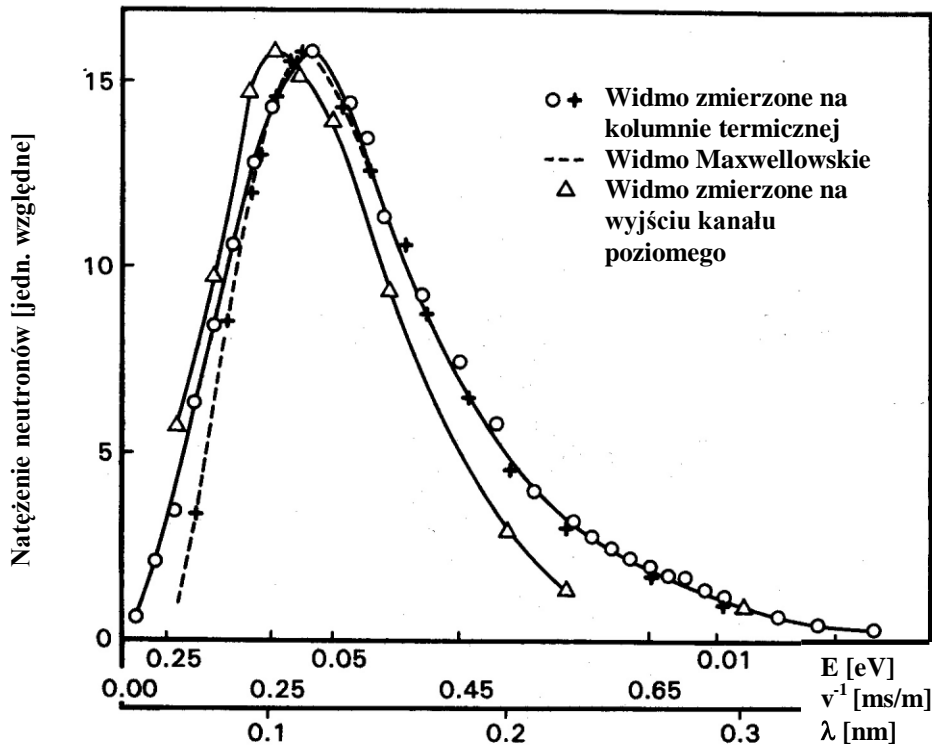
$$E = E_0 e^{-u} \quad (5.23)$$

#### 5.4 Rozkład Maxwella – Boltzmanna

Średnia energia neutronów zderzających się z jądrami atomów moderatora staje się w przybliżeniu równa średniej energii kinetycznej atomów moderatora: końcowy rozkład prędkości neutronów tworzy się w sposób niewiele różny od ustalania się rozkładu prędkości cząsteczek gazu doskonałego w wyniku zderzeń pomiędzy cząsteczkami. Można z dobrym przybliżeniem uznać, że neutrony znajdują się w równowadze termodynamicznej z atomami moderatora, a w każdym zderzeniu neutron może zarówno stracić, jak zyskać energię, gdyż atomy moderatora nie spoczywają. Efekt ruchów termicznych atomów moderatora był dotąd przez nas pomijany, gdyż rozpatrywaliśmy głównie problem spowalniania neutronów prędkich, pochodzących bezpośrednio z rozszczepienia. W miarę jak neutron traci energię i staje się neutronem termicznym, coraz ważniejszym elementem w rozproszeniu jest początkowy pęd i energia jądra, z którym się neutron zderza, a rozkład pędów neutronów rozproszonych, które przed rozproszeniem miały jedną energię, odzwierciedla rozkład pędów atomów, podobnie jak to się dzieje w rozpraszaniu komptonowskim fotonów na elektronach materii. Pomimo dynamicznie zmieniających się energii pojedynczych neutronów, jeśli moderator nie pochłania neutronów, albo pochłanianie to możemy zaniedbać, średnia energia neutronów w moderatorze ustala się zgodnie z prawem rozkładu Maxwella – Boltzmanna. Gdy  $n$  jest całkowitą liczbą neutronów w układzie, to liczba  $dn$  neutronów o energiach z przedziału  $(E, E+dE)$  wynosi:

$$\frac{dn}{n} = \frac{2\pi}{(\pi kT)^{3/2}} e^{-E/kT} E^{1/2} dE \quad (5.24)$$

W powyższym rozkładzie  $T$  oznacza temperaturę ośrodka, a  $k$  – stałą Boltzmann<sup>27</sup>.



**Rys. 5.14** Rzeczywiste widmo neutronów z reaktora mierzone na wyjściu tzw. kolumny termicznej (otwarte kółka) oraz na wyjściu typowego kanału poziomego (trójkąty) i rozkład Maxwella-Boltzmann odpowiadający temperaturze moderatora (krzyżyki)

W rzeczywistości, rozkład prędkości neutronów różni się od rozkładu Maxwella-Boltzmann głównie z powodu istniejącego zawsze pochłaniania neutronów. Pochłanianie to wzrasta ze zmniejszaniem się energii neutronów, tak więc średnia energia neutronów będzie nieco większa niż energia  $3kT/2$  wskazywana przez rozkład Maxwella-Boltzmann. Jak mówimy, rzeczywiste widmo neutronów jest *twardsze*. Przykład rzeczywistego widma pokazany jest na rys. 5.14. Typowe przesunięcie widma w stosunku do oczekiwanego odpowiada temperaturze ok. 70 K.

<sup>27</sup>  $k=8,61 \cdot 10^{-15}$  eV/K

Oznaczając przez  $n(E)$  liczbę neutronów o energiach w przedziale  $(E, E+dE)$ , napiszemy

$$dn = n(E)dE, \quad (5.25)$$

a więc

$$\frac{n(E)}{n} = \frac{2\pi}{(\pi kT)^{3/2}} e^{-E/kT} E^{1/2} \quad (5.26)$$

Ponieważ  $E = (1/2)mv^2$ , gdzie  $m$  – masa, a  $v$  – prędkość neutronu, otrzymujemy

$$\frac{n(v)}{n} = 4\pi \left( \frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} v^2 e^{-mv^2/2kT} \quad (5.27)$$

Różniczkując (5.27) względem prędkości i przyrównując pochodną do zera otrzymujemy najbardziej prawdopodobną prędkość neutronów:

$$v_0 = \sqrt{\frac{2kT}{m}}, \quad (5.28)$$

która, jak się łatwo przekonać, odpowiada energii  $kT$ . Łatwo obliczyć, że temperaturze 298 K (25 °C) odpowiada energia  $kT = 25$  meV, prędkość zaś 2200 m/s. Są to typowe wielkości charakteryzujące neutrony termiczne.

## 5.5 Współczynnik mnożenia neutronów w reaktorze

W obecnym paragrafie omówimy jedynie sytuację w reaktorze pracującym w oparciu o rozszczepienie uranu-235 neutronami termicznymi. Reaktor taki, nazywany **reaktorem termicznym**, nie jest jedyny i jego przeciwieństwem jest **reaktor prędkich**, w którym reakcja powielająca dokonywana jest dzięki pochłanianiu neutronów prędkich. Taką reakcję łańcuchową na neutronach prędkich można otrzymać, gdy w paliwie reaktora znajduje się pluton-239 lub dużo uranu-235. Pamiętajmy, że w gruncie rzeczy bomba atomowa (jądrowa),



to po prostu szczególny układ mnożący na neutronach prędkich, w którym reakcja łańcuchowa nie zachodzi w sposób kontrolowany.

Aby uruchomić reaktor musimy dysponować pewną liczbą neutronów termicznych. Przyjmijmy, że mamy  $n$  takich neutronów, i że neutrony te zostają pochłonięte przez paliwo. Niech w wyniku pochłonięcia neutronu termicznego przez jądro uranu-235 (a nawet i uranu-238) powstaje średnio  $\nu$  neutronów. Ze względu na pochłanianie, które nie prowadzi do rozszczepienia, liczba ta będzie niższa od 2,4 i równa:

$$\eta = \nu \frac{\Sigma_f}{\Sigma_p}, \quad (5.29)$$

gdzie  $\Sigma_f$  oznacza makroskopowy przekrój czynny na rozszczepienie neutronami termicznymi, a  $\Sigma_p$  oznacza całkowity makroskopowy przekrój czynny na pochłanianie neutronów we wszystkich procesach (a więc reakcjach  $(n,\gamma)$  i rozszczepienia). Jeśli paliwo stanowi mieszaninę jedynie dwóch izotopów uranu, przy czym liczba jąder w  $\text{cm}^3$  wynosi  $N_{235}$  i  $N_{238}$ , odpowiednio dla izotopów  $^{235}\text{U}$  i  $^{238}\text{U}$ , mikroskopowe przekroje czynne na rozszczepienie  $\sigma_{235}^f$  i  $\sigma_{238}^f$ , a na pochłanianie  $\sigma_{235}^a$  oraz  $\sigma_{238}^a$ , to

$$\eta = \nu \frac{\sigma_{235}^f}{\sigma_{235}^a + \frac{N_{238}}{N_{235}} \sigma_{238}^a} \quad (5.30)$$

W tabeli 5.3 podajemy interesujące nas przekroje czynne. Dla  $^{235}\text{U}$  i neutronów termicznych  $\nu=2,432+0,066E [\text{MeV}]^{28}$ , a  $\eta=2,08$ .

---

<sup>28</sup> Wg W.M.Stacey, *Nuclear Reactor Physics*, Wiley (2007)

**Tab. 5.3. Mikroskopowe przekroje czynne na rozszczepienie, wychwyt radiacyjny i rozpraszanie neutronów termicznych w uranie i plutonie**

Izotop	Rozszczepienie [b]	Wychwyt radiacyjny [b]	Rozpraszanie [b]
$^{235}\text{U}$	507	87	15,0
$^{238}\text{U}$	0	2,71	10
$^{239}\text{Pu}$	698	274	8,5

W wyniku opisanego wyżej procesu otrzymujemy zatem  $n \cdot \eta$  neutronów rozszczepieniowych (natychmiastowych), a więc prędkich. Część tych neutronów będzie pochłaniana w moderatorze i w paliwie w trakcie spowalniania. Neutrony prędkie wywołają też pewną liczbę rozszczepień w uranie-238. Ponieważ w każdym akcie rozszczepienia uzyskujemy dodatkowe neutrony, liczba neutronów wzrasta o pewien czynnik  $\varepsilon$ , który nazywamy **współczynnikiem rozszczepienia prędkiego** i definiujemy jako stosunek liczby neutronów prędkich wytwarzanych przy rozszczepianiu przez neutrony o wszystkich energiach do liczby neutronów otrzymywanych przy rozszczepianiu jedynie neutronami termicznymi. Inaczej mówiąc, uwzględnienie dodatkowych rozszczepień powoduje, że faktyczna liczba neutronów prędkich wzrasta do  $n \cdot \eta \cdot \varepsilon$ . Jak podaje cytowana już monografia Glasstone'a i Edlunda, dla takich moderatorów, jak zwykła woda czy grafit  $\varepsilon \approx 1,03$ .

Z liczby  $n\eta\varepsilon$  neutronów prędkich tylko część ulegnie termalizacji. Część pozostałych ulegnie wychwytowi rezonansowemu i dla procesu spowolnienia zostaną stracone. Jeśli prawdopodobieństwo uniknięcia wychwytu rezonansowego oznaczymy przez  $p$ , to ostatecznie liczba powstających neutronów termicznych będzie  $n\eta\varepsilon p$ . Jednak i ten wynik nie jest jeszcze ostateczny, gdyż tylko pewien ułamek  $f$ <sup>29</sup> neutronów termicznych zostanie w dalszej kolejności pochłonięty w samym paliwie i będzie zatem użyteczny dla dalszych rozszczepień. Wielkość  $f$  nazywamy **współczynnikiem wykorzystania termicznego** neutronów lub **współczynnikiem wykorzystania neutronów termicznych**. Tak więc stosunek liczby neutronów użytecznych w danym pokoleniu do neutronów poprzedniego pokolenia wynosi

<sup>29</sup> Dla reaktora jednorodnego  $f = N_{235}\sigma_{a235} / (N_{235}\sigma_{a235} + N_{238}\sigma_{a238} + N_{\text{mod}}\sigma_{\text{amod}})$ , gdzie „mod” oznacza moderator, a  $N_i$  liczbę i-tego izotopu uranu na jednostkę objętości;  $\sigma_{ai}$  jest przekrojem czynnym na absorpcję w i-tym izotopie uranu

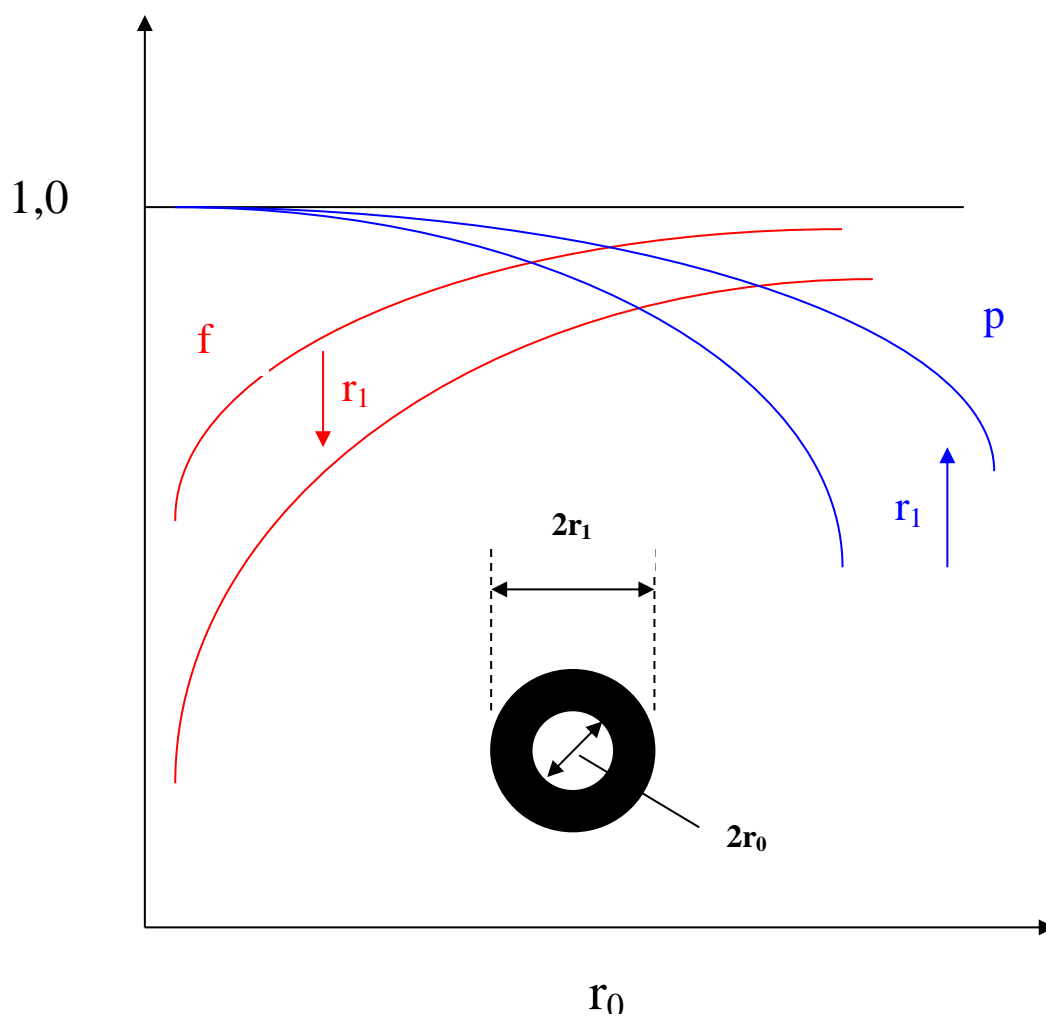
$$k = \frac{n\eta\epsilon pf}{n} = \eta\epsilon pf \quad (5.31)$$

Powyższe równanie definiuje nam **współczynnik mnożenia** neutronów w reaktorze i nazywane jest często **wzorem czterech czynników**.

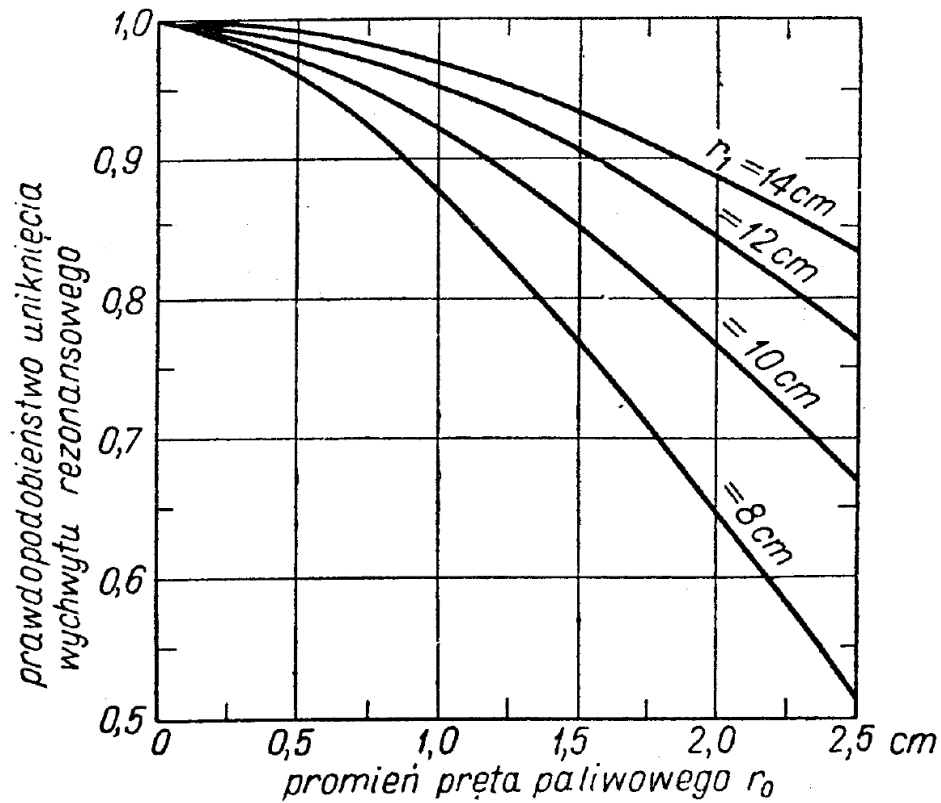
Warunkiem podtrzymywania reakcji łańcuchowej w układzie nieskończonym, dla którego powyższe rozważania były prowadzone, jest aby współczynnik mnożenia był równy jedności. Gdyby paliwem reaktora był jedynie uran-235, współczynniki  $\epsilon$  i  $p$  byłyby równe jedności i wtedy współczynnik mnożenia wyniósłby  $k = \eta f$ .

Współczynniki  $\eta$  i  $\epsilon$  charakteryzują dany rodzaj paliwa, natomiast wielkości  $p$  i  $f$  zależą od stosunku ilości paliwa i moderatora. Zależności te pokazujemy schematycznie na rys. 5.15 i precyzyjniej na rys. 5.16 dla prawdopodobieństwa  $p$  w wypadku elementu paliwowego z uranu naturalnego. Z oczywistych względów chcielibyśmy, aby były one jak największe, jednak łatwo zauważyć, że im będzie więcej moderatora, tym współczynnik wykorzystania  $f$  będzie mniejszy, gdyż neutrony będą w większym stopniu pochłaniane w moderatorze. Z kolei, jeśli będziemy zwiększać ilość uranu-238, zmniejszy się prawdopodobieństwo uniknięcia wychwytu rezonansowego. Ostatecznie należy tak dobrać skład paliwa i objętość moderatora, aby iloczyn  $pf$  był jak największy. Zadanie to nie jest trywialne, gdyż aby je rozwiązać należy rozwiązywać zagadnienie zależności efektywności mnożenia neutronów w układzie od geometrii tego układu. Inaczej będzie zachowywała się jednorodna mieszanina paliwa i moderatora, inaczej siatka prętów paliwowych zanurzonych w moderatorze, jeszcze inaczej jeśli miast prętów paliwowych będziemy korzystali z paliwa rurowego, a rozkład przestrzenny moderatora nie będzie jednorodny. Oczywiście, wzbogacenie paliwa w izotop uranu-235 zwiększa współczynnik mnożenia, jako że wzrasta wartość  $\eta$ .

W praktyce wymiary (rdzenia) reaktora muszą przewyższać rozmiary krytyczne, co wiąże się z koniecznością przekraczania stanu krytycznego podczas rozruchu reaktora. Gdy reaktor osiąga założony poziom mocy, efektywny współczynnik mnożenia należy sprowadzić do jedności, aby generacja i utrata neutronów postępowały z takimi samymi szybkościami. Reaktor pracuje wtedy w, jak mówimy, **stanie ustalonym** lub **krytycznym**.



**Rys. 5.15** Zależność prawdopodobieństwa uniknięcia wychwytu rezonansowego ( $p$ ) i współczynnika wykorzystania neutronów termicznych ( $f$ ) od promienia elementu paliwowego ( $r_0$ ) dla różnych promieni ( $r_1$ ) moderatora wokół elementu.



**Rys. 5.16** Prawdopodobieństwo uniknięcia wychwytu rezonansowego w funkcji promienia elementu paliwowego dla różnych promieni  $r_1$  moderatora

Aby zorientować się w problemie otrzymania stanu stacjonarnego w reaktorze warto zwrócić uwagę na bilans neutronów w uranie naturalnym. Bilans ten przedstawia Tabela 5.4. Wynika z tej tabeli, że aby uzyskać kolejne 100 rozszczepień, musimy dysponować 256 neutronami, gdyż tylko 100 z nich podtrzyma reakcję powielającą.

**Tabela 5.4 Bilans strat neutronów w reaktorze pracującym na uranie naturalnym dla przeciętnej liczby stu rozszczepień**

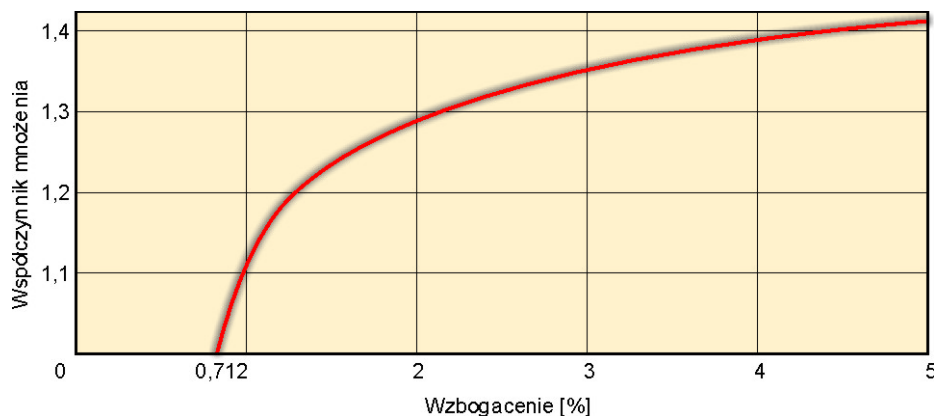
Przyczyny strat neutronów	Liczba straconych neutronów/100 rozszczepień
Absorpcja w $^{238}\text{U}$	90
Absorpcja w $^{235}\text{U}$	20
Absorpcja w moderatorze	30
Absorpcja w elementach konstrukcyjnych reaktora i układzie chłodzenia	5
Absorpcja w prętach sterujących	2
Inne straty (zewnętrzne)	9
<b>Łącznie</b>	<b>156</b>

Ten bilans można przedstawić jeszcze w inny sposób<sup>30</sup>. Patrząc na widmo energetyczne neutronów rozszczepieniowych i termicznych (odpowiednio rys. 4.7 i rys. 5.14) widać, że na 100 neutronów rozszczepieniowych, zaledwie 30 ma energie poniżej energii progowej 1,2 MeV na wychwyty w izotopie  $^{238}\text{U}$ . Gdy w wyniku zderzeń sprężystych z tym izotopem energia neutronów spadnie poniżej 100 keV, zaczynają dominować procesy reakcji typu  $(n,\gamma)$  i wtedy zaledwie jeden neutron będzie miał szansę spowodowania reakcji rozszczepienia  $^{235}\text{U}$ . Spośród pozostałych 70 neutronów prędkich 38 rozprasza się sprężysto, a 27 niesprężysto. 4 neutrony powodują rozszczepienie  $^{238}\text{U}$ , pozostałe są w taki czy inny sposób tracone. W kolejnych rozpraszaniach 38 neutronów mamy do czynienia z kolejnymi rozpraszaniem sprężystymi i niesprężystymi oraz reakcjami rozszczepienia, a ostatecznie otrzymujemy jedynie 8 rozszczepień  $^{238}\text{U}$  oraz 2 rozszczepienia  $^{235}\text{U}$ , a więc w sumie około 25 neutronów rozszczepieniowych - znacznie mniejszą liczbę niż liczba neutronów początkowych i mniejszą niż spodziewalibyśmy się na podstawie Tab. 5.4.

Jak widać, w uranie naturalnym nie daje się utrzymać reakcji łańcuchowej, a więc nieskończony blok uranu naturalnego stanowi układ podkrytyczny. Sytuację tę można zasadniczo zmienić przez wzbogacenie paliwa w izotop  $^{235}\text{U}$  lub wprowadzenie moderatora.

<sup>30</sup> A.Strupczewski (informacja prywatna)

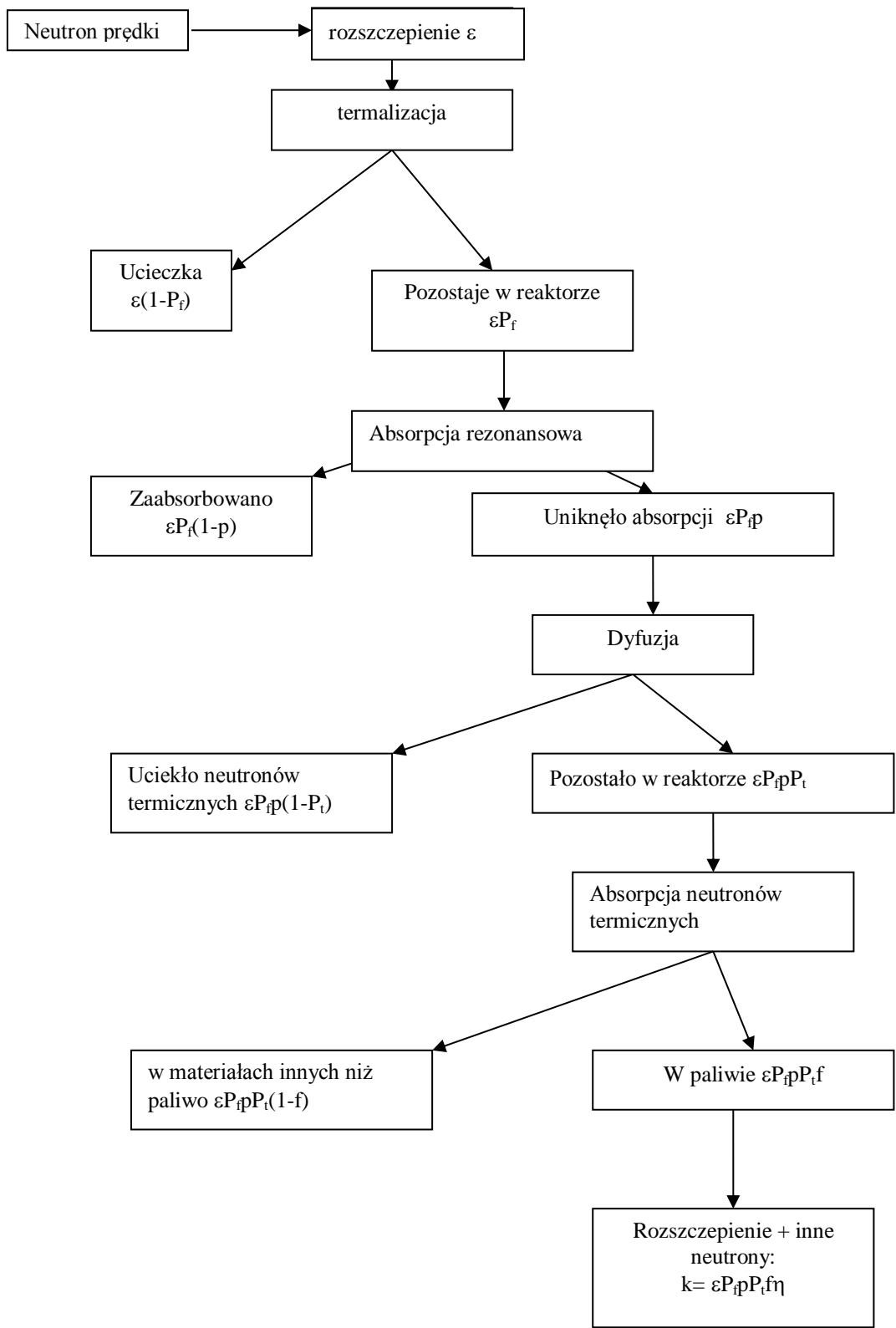
Zależność współczynnika mnożenia dla nieskończonego układu elementów paliwowych w układzie niejednorodnym od koncentracji tego izotopu w uranie oraz dla moderatora lekkowodnego pokazuje schematycznie rys. 5.17. We właściwych warunkach współczynnik mnożenia może osiągać wartość krytyczną nawet przy koncentracji  $^{235}\text{U}$  zaledwie 0,712%.



**Rys. 5.17** Zależność współczynnika mnożenia od wzbogacenia w  $^{235}\text{U}$   
(z monografii J.Kubowskiego, *Nowoczesne elektrownie jądrowe*, WNT, Warszawa (2009))

Wyprzedzając nieco materiał zauważmy, że w reaktorze jądrowym rozszczepienie nie jest jedynym źródłem neutronów, choć dominuje w początkowym procesie wytwarzania neutronów. Jak się dowiemy dalej, w bilansie neutronów należy uwzględnić tzw. neutrony opóźnione, a także neutrony pochodzące z innych niż rozszczepienie reakcji jądrowych zachodzących w reaktorze.

Rys. 5.18 ilustruje podstawowe procesy zachodzące w reaktorze.



Rys. 5.18 Historia neutronu w reaktorze



## 5.6 Rozmiary krytyczne reaktora. Reflektor

Otrzymany wyżej współczynnik mnożenia został wyprowadzony przy cichym założeniu, że nasz ośrodek jest nieskończony. W praktyce jednak jest inaczej i musimy mieć uwzględnić fakt, że skończone rozmiary moderatora powodują, iż część neutronów będzie z niego uciekała. To pociągnie za sobą niejednorodność rozkładu energii w moderatorze, a więc zależność współczynników  $p$  i  $f$  od miejsca w reaktorze. Najważniejszą rzeczą jest jednak to, że przy skończonych wymiarach reaktora, warunek samopodtrzymującej się reakcji łańcuchowej nie odpowiada już  $k_{ef} = 1$ , lecz sytuacji, w której w każdym kolejnym pokoleniu w wyniku pochłonięcia neutronu termicznego zachowany był także jeden neutron termiczny. Ponieważ prawdopodobieństwo  $P$  uniknięcia ucieczki neutronu jest mniejsze od jedności, współczynnik mnożenia musi być odpowiednio większy od jedności.

Ponieważ wielkość współczynnika mnożenia  $k$  jest głównie określona rodzajem paliwa, jego proporcją w stosunku do ilości moderatora i geometrią układu, reaktor może osiągnąć stan krytyczny tylko wtedy, gdy prawdopodobieństwo uniknięcia ucieczki jest odpowiednio duże. Ostatecznie warunek dla stanu krytycznego reaktora ma postać

$$kP = 1 \quad (5.32)$$

Otrzymany wyżej współczynnik mnożenia został wyprowadzony przy cichym założeniu, że nasz ośrodek jest nieskończony. W praktyce jednak jest inaczej i musimy mieć uwzględnić fakt, że skończone rozmiary moderatora powodują, iż część neutronów będzie z niego uciekała, ale też ich część zostanie w nim pochłonięta. To pociągnie za sobą niejednorodność rozkładu energii w moderatorze, a więc zależność współczynników  $p$  i  $f$  od miejsca w reaktorze. Najważniejszą rzeczą jest jednak to, że przy skończonych wymiarach reaktora, warunek samopodtrzymującej się reakcji łańcuchowej nie odpowiada już  $k = 1$  lecz sytuacji, w której w każdym kolejnym pokoleniu w wyniku pochłonięcia neutronu termicznego zachowany był także jeden neutron termiczny. Ponieważ prawdopodobieństwo  $P$  uniknięcia ucieczki neutronu jest mniejsze od jedności, współczynnik mnożenia musi być odpowiednio większy od jedności. Ponieważ wielkość współczynnika mnożenia  $k$  jest głównie określona rodzajem paliwa, jego proporcją w stosunku do ilości moderatora i geometrią układu, reaktor może osiągnąć krytyczność tylko wtedy, gdy prawdopodobieństwo uniknięcia ucieczki jest odpowiednio duże.

Iloczyn  $kP$  nazywa się *efektywnym współczynnikiem mnożenia reaktora*. Jeśli współczynnik ten jest większy od jedności, to układ nazywamy *nadkrytycznym*, jeśli mniejszy od jedności, to *podkrytycznym*. W reaktorze podkrytycznym strumień neutronów, a więc poziom mocy będzie stale malał. W reaktorze nadkrytycznym odwrotnie – poziom mocy będzie stale wzrastał.

Bliższe rozpatrzenie procesów ucieczki neutronów każe zauważyć, że na wartość  $P$  będzie składał się iloczyn prawdopodobieństwa  $P_{pr}$ , że neutron prędkości nie opuści reaktora nim stanie się neutronem termicznym i prawdopodobieństwa  $P_{term}$ , że neutron termiczny nie opuści reaktora przed schwytaniem go przez jądro. Tak więc, jeśli dla reaktora nieskończonego współczynnik mnożenia oznaczymy jako  $k_{\infty}$ , to wartość efektywna tego współczynnika w reaktorze o skończonym rozmiarze będzie

$$k_{ef} = k_{\infty} P_{pr} P_{term} \quad (5.33)$$

Tak więc cykl neutronowy w reaktorze możemy przedstawić wg przedstawionego na rys. 5.18 schematu, w którym  $P_f$  i  $P_t$  to skrócone oznaczenia  $P_{pr}$  i  $P_{term}$ :

Teoria dyfuzji neutronów (rozdz. 7) pokazuje, że:

$$P_{pr} = e^{-B^2\tau} \quad (5.34)$$

oraz

$$P_{term} = \frac{1}{1 + B^2L^2}, \quad (5.35)$$

gdzie  $B$  jest pewnym parametrem o wymiarze odwrotności długości, zależnym od rozmiarów i geometrii reaktora, a wielkość  $\tau$  jest tzw. *wiekami neutronu*, zdefiniowanym jako kwadrat tzw. *długości spowalniania neutronów prędkich*, a więc pewnej średniej długości, na której neutron prędkości ulega spowolnieniu do energii termicznych. Tabela 5.4 podaje wiek neutronu dla kilku moderatorów.

**Tab. 5.4 Wiek neutronu dla wybranych moderatorów**

Moderator	$\tau$ [cm <sup>2</sup> ]
H <sub>2</sub> O	33
D <sub>2</sub> O	120
Be	98
C (grafit)	300

Wielkość  $L$  w równaniu (5.40) oznacza średnią odległość przebywaną przez neutron termiczny od chwili, gdy stał się on termiczny do chwili, gdy został pochłonięty przez jądro uranu. Wyraża się ona równaniem:

$$L^2 = \frac{1}{2} \lambda_t \lambda_a, \quad (5.36)$$

gdzie  $\lambda_a$  jest drogą swobodną ze względu na absorpcję, a  $\lambda_t$  drogą swobodną związaną ze współczynnikiem dyfuzji neutronów termicznych ( $D = \lambda_t v / 3$ ).

Tabela 5.5 podaje wartości współczynników  $B^2$  dla kilku kształtów reaktora.

**Tab. 5.5 Wartości parametru  $B^2$  dla kilku kształtów reaktora<sup>31</sup>**

Kształt reaktora	$B^2$
Kula o promieniu R	$(\pi/R)^2$
Sześcian o boku S	$3(\pi/S)^2$
Walec o promieniu R i wysokości H	$(2,405/R)^2 + (\pi/H)^2$
Prostopadłościan o bokach $a$ , $b$ i $c$	$(\pi/a)^2 + (\pi/b)^2 + (\pi/c)^2$

Jest rzeczą zrozumiałą, że im większa powierzchnia reaktora (rozumianego jako paliwo i moderator) będzie większa, tym liczba neutronów uciekających z układu też będzie większa. Objętość

<sup>31</sup> S.Szczeniowski, *Fizyka Doświadczalna, cz. V.2 Fizyka jądrowa*, PWN, Warszawa (1960)

reaktora będzie w naturalny sposób decydowała zaś o ilości powstających neutronów. Tak więc prawdopodobieństwo uniknięcia ucieczki będzie rosło w miarę zwiększania objętości reaktora w stosunku do jego powierzchni. To przekłada się oczywiście na istnienie pewnych krytycznych wymiarów reaktora, niezbędnych dla zachodzenia samopodtrzymującej się reakcji łańcuchowej.

Zauważmy, że jeśli zastosujemy paliwo o dużym stopniu wzbogacenia, to będziemy mogli pozwolić sobie na zwiększenie prawdopodobieństwa ucieczki neutronów, a więc na zmniejszenie gabarytów reaktora. Jest to wykorzystywane np. w budowie reaktorów do łodzi z napędem atomowym<sup>32</sup>.

Istnieje jednak stosunkowo prosty sposób na zmniejszenie ucieczki neutronów. Jest nim otoczenie reaktora odpowiednim materiałem, który charakteryzuje się małym przekrojem czynnym na pochłanianie neutronów. Materiału ma być stosunkowo dużo, aby prawdopodobieństwo zderzenia neutronu z jądrem tego ośrodka i wstecznego rozproszenia neutronu było duże. Materiał taki nosi nazwę **reflektora neutronów**. Najlepszym materiałem na reflektor jest grafit i beryl, ale tam, gdzie jest to z technologicznych względów niewskazane stosuje się wodę. Jak już mówiliśmy, obecność reflektora może znakomicie zmniejszyć masę krytyczną i w oczywisty sposób wielkość rdzenia reaktora, przez który będziemy rozumieli układ paliwa i moderatora.

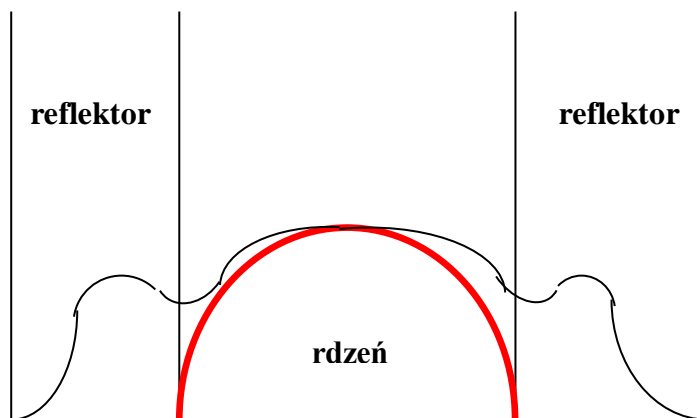
Wprowadzenie reflektora do układu zwiększa także średnią moc reaktora przy danej ilości paliwa. Dotyczy to nie tyle centrum reaktora, gdzie, jak wykazują obliczenia, gęstość strumienia neutronów jest słabo zależna od obecności reflektora, ile obszaru peryferyjnego rdzenia, w którym obecność reflektora zwiększa gęstość strumienia w bardzo istotny sposób, patrz rys. 5.19. Charakterystyczne maksima strumienia, naszkicowane na tym rysunku, można otrzymać ze szczegółowej analizy<sup>33</sup>, którą przedstawimy później. W skrócie, taki rozkład mówi, że szereg neutronów termalizuje się dopiero w reflektorze.

---

<sup>32</sup> W reaktorach typu PWR, wykorzystywanych do napędu łodzi podwodnych, znaczne wzbogacenie paliwa (ponad 20%) prowadzi do następujących korzyści: 1) zwiększa niezbędny zapas reaktywności w celu wydłużenia czasu przeładunku paliwa, i 2) „utwardza” widmo neutronów w reaktorze (przesuwa go w stronę obszaru epitermicznego), co pozwala łatwiej pokonywać „jamę jodową” i unikać w ten sposób wymuszonego postępu wywołanego zatruciem ksenonem (wdzięczny jestem za tę uwagę dr. J.Kubowskiemu; patrz par. 6.10))

<sup>33</sup> analiza ta jest przeprowadzona w monografii Glasstone’a i Edlunda oraz w cytowanej wcześniej monografii Kielkiewicza.

Warunki, którym powinien odpowiadać materiał reflektora są stosunkowo proste. Po pierwsze, chcemy aby neutron powrócił z reflektora do rdzenia, co oznacza, że średnia droga swobodna neutronu w reflektorze nie powinna być duża. Jeśli rozpraszanie w rdzeniu jest izotropowe, prawdopodobieństwo powrotu neutronu do rdzenia będzie tym większe, im większy będzie kąt bryłowy, pod którym rozproszony neutron „widzi” rdzeń. Jest rzeczą oczywistą, że im krótsza jest średnia droga swobodna, tym ten kąt bryłowy będzie większy. Ponadto, im krótsza będzie droga neutronu w reflektorze, tym mniejsze będzie prawdopodobieństwo jego pochłonięcia przez materiał reflektora, gdyż prawdopodobieństwo to na odcinku drogi  $dx$  jest równe  $\Sigma_a dx$ , gdzie  $\Sigma_a$  jest makroskopowym przekrojem czynnym na pochłanianie. Oczywiście mniejsza wartość przekroju czynnego na pochłanianie oznacza niejako automatycznie lepsze warunki dla pracy reflektora. Wreszcie, łatwo zauważyć, że jeśli neutron wraca do rdzenia z możliwie małą energią, jego możliwości inicjowania reakcji rozszczepienia rosną. Ponieważ większość uciekających z rdzenia neutronów, to neutrony o energiach większych od termicznych, dobrym reflektorem będzie materiał, który mógłby także służyć jako moderator.



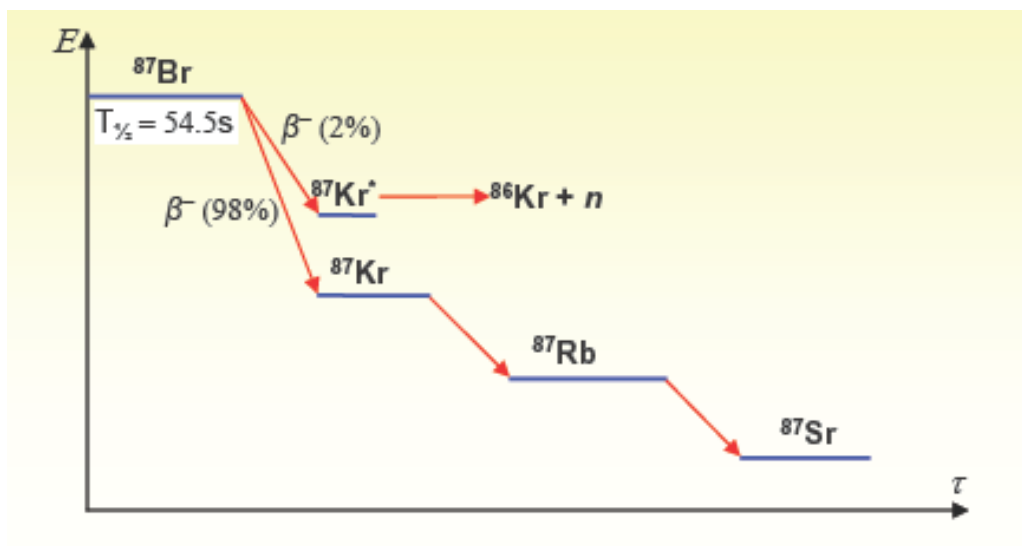
**Rys. 5.19. Rozkład strumienia neutronów termicznych w reaktorze w obecności reflektora (linia czarna) i bez reflektora (linia czerwona).**

## 5.7 Sterowanie reaktorem

Jak wspominaliśmy na początku tego rozdziału, sterowanie reaktorem prowadzimy przy użyciu prętów sterujących. Aby być ścisłym należy jednak powiedzieć, że przez sterowanie reaktorem należy rozumieć utrzymywanie mocy reaktora na zadanym poziomie po uruchomieniu reaktora oraz wyłączenie, gdy pracę reaktora chcemy zakończyć. Mimo pozornej prostoty tego sterowania warto się zastanowić, w jaki sposób można kontrolować reakcję łańcuchową, która przebiega z wielką gwałtownością, gdyż czas potrzebny na rozszczepienie, to czas rzędu  $10^{-14}$  s, a średni czas życia neutronu, wynikły z warunków wewnątrz reaktora, to ok.  $10^{-3}$  s. Jeśli pręty sterujące miałyby istotnie sterować takim procesem ich mechaniczne reakcje na zwiększanie się lub zmniejszanie strumienia neutronów powinny odbywać się także w czasie rzędu milisekundy. Jest to w praktyce nie do zrobienia choćby ze względu na bezwładność układu mechanicznego związanego z takimi prętami. Na szczęście, oprócz natychmiastowych neutronów rozszczepieniowych istnieją także **neutrony opóźnione** o średnich czasach życia od 0,6 s do 80 s. Jest ich zaledwie 0,67% całości<sup>34</sup>, jednak wystarcza to na wykorzystanie obecności tych neutronów do sterowania całym reaktorem. Jeden z możliwych kanałów uzyskiwania neutronów opóźnionych pokazany jest na rys. 5.20. Powstający z  $^{87}\text{Br}$  w drodze rozpadu  $\beta$   $^{87}\text{Kr}^*$  (izotop w stanie wzbudzonym), rozpada się do stabilnego  $^{86}\text{Kr}$  emitując neutron. Opóźnienie w emisji bierze się właśnie z faktu, że wpierw musi nastąpić rozpad  $^{87}\text{Br}$ . Tego rodzaju izotop nazywamy **prekursorem**. Neutrony opóźnione dzielimy na sześć grup różniących się okresem połowicznego zaniku (patrz Tab. 5.6).

---

<sup>34</sup> Dla neutronów prędkich (patrz rozdz. III) 0,64%



Rys. 5.20 Schemat rozpadu  $^{87}\text{Br}$  – jednego z fragmentów rozszczepienia

Tab. 5.6. Sześć grup neutronów opóźnionych (kolorem niebieskim zaznaczono wyniki dla neutronów termicznych, czerwonym – dla neutronów prędkich)<sup>35</sup>

Gr	$T_{1/2}$ [s]	$\beta_i / \beta$	$E_n$ [MeV]	Możliwe prekursorzy
1	55.90 (54.58)	0.033 (0.038)	0.25	$^{87}\text{Br}$
2	22.73 (21.87)	0.219 (0.213)	0.46	$^{88}\text{Br}$ , $^{137}\text{I}$ , $^{136}\text{Te}$ , $^{134}\text{Sb}$ , $^{141}\text{Cs}$
3	6.24 (6.03)	0.196 (0.188)	0.40	$^{89}\text{Br}$ , $^{138}\text{I}$ , $^{92,93}\text{Rb}$ , $^{147}\text{La}$ , $^{87}\text{Se}$ , $^{84}\text{As}$
4	2.30 (2.23)	0.395 (0.407)	0.45	$^{85}\text{As}$ , $^{90}\text{Br}$ , $^{135}\text{Sb}$ , $^{94}\text{Rb}$ , $^{139}\text{I}$ , $^{98,99}\text{Y}$ , $^{142}\text{Cs}$ , $^{80}\text{Ga}$
5	0.61 (0.50)	0.115 (0.128)	0.42	$^{86,87}\text{As}$ , $^{136}\text{Sb}$ , $^{147,148}\text{Ba}$ , $^{81,82}\text{Ga}$ , $^{140,141}\text{I}$ , $^{91}\text{Br}$ , $^{134}\text{Sn}$ , $^{145}\text{Cs}$ , $^{89}\text{Se}$
6	0.23 (0.18)	0.042 (0.026)	+	$^{83}\text{Ga}$ , $^{146,147}\text{Cs}$ , $^{95,96,97,98,99}\text{Rb}$ , $^{92}\text{Br}$ , $^{91}\text{Se}$

Uśredniając czasy życia neutronów opóźnionych otrzymujemy wielkość około 12 s, a to jak pokazemy wystarczy, aby można było manewrować prętami sterującymi.

Jak pokazemy nieco dalej w tym paragrafie, liczba (lub gęstość) neutronów po upływie czasu  $t$  od chwili rozpoczęcia reakcji wynosi

<sup>35</sup> Z wykładu-prezentacji V.Arzhanova, *Fission*, KTH Stockholm (2007). Podane w tabeli 4.1 energie neutronów są inne, gdyż związane tylko z wkładem od  $^{235}\text{U}$

$$n = n_0 e^{t(k_{ex} / \tau_n)} \quad (5.37)$$

gdzie  $k_{ex} = k_{ef} - 1$  ( $k_{ef}$  – dane jest wzorem (5.38)), a  $\tau_n$  jest średnim czasem pomiędzy dwoma kolejnymi rozszczepieniami, przy czym przez słowa „kolejne rozszczepienia” rozumiemy akt rozpoczęcia rozszczepień przez wszystkie neutrony, które powstały w poprzednim pokoleniu. Wielkość  $k_{ex}$  nazywana jest **reaktywnością**, jednak pojęciem tym częściej definiuje się stosunek  $k_{ex}/k_{ef}$  (patrz (5.53)) i oznacza ten stosunek symbolem  $\rho$ . Gdyby  $\tau_n$  było równe 0,1 s, a  $k = 1,005$ , liczba neutronów wzrastałaby 0,05 razy w ciągu sekundy miast ok. 150-krotnego wzrostu ( $e^5$ ), gdyby istniały tylko natychmiastowe neutrony rozszczepieniowe. Moc reaktora zmienia się w funkcji czasu wg identycznego równania, jak (5.37). Im większa jest reaktywność, która może być zarówno dodatnia, jak ujemna, tym zachodzące w reaktorze zmiany będą gwałtowniejsze. W odniesieniu do mocy reaktora, wzór typu (5.37) obowiązuje jednak tylko wtedy, gdy reaktywność reaktora jest mniejsza od 0,0067 tj. od wartości uwzględniającej udział neutronów opóźnionych.

Jeśli literą  $\beta$  oznaczymy względną liczbę neutronów opóźnionych, to część  $(1-\beta)\eta$  wytworzonych neutronów będzie wysłana natychmiast, a pozostała część  $\beta\eta$  będzie wysyłana z opóźnieniem. Współczynnik mnożenia możemy więc przedstawić w postaci sumy dwóch wyrazów: współczynnika mnożenia dla neutronów natychmiastowych

$$k_{prompt} = k_{ef}(1-\beta) \quad (5.38)$$

oraz współczynnika mnożenia dla neutronów opóźnionych

$$k_{delayed} = k_{ef}\beta \quad (5.39)$$

Jeśli tak dobierzemy warunki pracy reaktora, aby wielkość  $k_{prompt}$  była bliska (lecz mniejsza od) jedności, to szybkość narastania liczby neutronów w układzie będzie zależała tylko od sterowania przy pomocy neutronów opóźnionych. Ponieważ  $\beta = 0,0067$ , powyższy warunek będzie spełniony gdy efektywny współczynnik mnożenia będzie leżał pomiędzy jednością a 1,0067. Przy tej górnej wartości reaktywność przekracza 0,0067, a reaktor staje się, jak mówimy, **natychmiastowo krytycznym**, ponieważ reakcja łańcuchowa będzie mogła być podtrzymywana przez same neutrony natychmiastowe. W takiej sytuacji sterowanie



reaktorem byłoby niemożliwe, co oznacza, że sterowanie należy prowadzić w taki sposób, aby reaktywność nie przekroczyła nigdy wartości 0,0067.

Neutrony opóźnione powstają także po wyłączeniu reaktora, wnosząc udział do tzw. **ciepła powyłłączeniowego**<sup>36</sup> i spowalniając proces ostatecznego wyłączenia reaktora. Na szybkość tego wyłączenia mają także wpływ **fotoneutrony** generowane w reakcjach promieniowania gamma z berylem lub deuterem, jeśli akurat te pierwiastki były użyte jako moderatory neutronów. Oczywiście zwiększa to, choć niezbyt wiele, wielkość ciepła powyłłączeniowego.

Fotoneutrony biorą się z reakcji  $(\gamma, n)$ , np.  $d(\gamma, n)p$ . Oczywiście, wywołanie takiej reakcji wymaga, aby energia fotonów gamma była większa od energii wiązania neutronu w jądrze deuteru (2,23 MeV), jednak promieniowanie gamma o takiej energii istnieje w reaktorze. Tak więc, jeśli moderatorem w reaktorze będzie ciężka woda,  $D_2O$ , wkład fotoneutronów do ogólnego bilansu neutronów może być całkiem spory. Neutrony te będą się tworzyć w drodze rozpadów promieniotwórczych fragmentów rozszczepienia nawet po wyłączeniu reaktora. Podobnie dzieje się, gdy w reaktorze mamy np. reflektor berylowy, w którym może zachodzić reakcja  ${}^9\text{Be}(\gamma, n){}^8\text{Be}$ . Efekt powstawania fotoneutronów jest dla nas korzystny przy rozruchu reaktora, byle nie pierwszym, kiedy to nie ma wewnątrz niego swobodnych neutronów i trzeba wprowadzać tzw. neutronowe źródło rozruchowe. Pewien przyczynek do bilansu neutronów wnoszą też zachodzące w reaktorze reakcje typu  $(n, 2n)$  i  $(n, 3n)$ , jest to jednak przyczynek niewielki i pochodzący jedynie od neutronów o bardzo wysokich energiach, wyższych od ok. 7 MeV. W dalszej części tego rozdziału nie będziemy zajmowali się ani fotoneutronami, ani neutronami powstającymi w tych wysokoenergetycznych reakcjach.

Na pracę reaktora znaczący wpływ ma temperatura. Z jednej strony, jeśli mamy do czynienia z moderatorem wodnym, zmniejsza się gęstość moderatora ze wzrostem temperatury, co powoduje zmniejszenie gęstości rozszczepień. Z drugiej, wzrost temperatury powoduje wzrost szerokości rezonansów<sup>37</sup> w przekroju czynnym na pochłanianie, a to z kolei powoduje zmianę (spadek) reaktywności. Takie ujemne **sprężenie temperaturowe** sprzyja stabilności pracy reaktora.

---

<sup>36</sup> Ciepło powyłłączeniowe powstaje głównie z depozycji energii pochodzącej z rozpadów promieniotwórczych fragmentów rozszczepień. Tak więc nawet po wyłączeniu reaktora istnieje potrzeba odbierania ciepła.

<sup>37</sup> Ruch jąder powoduje rozmywanie się rezonansów, co jest po prostu efektem Dopplera

Rozpatrzmy dynamikę pracy reaktora nieco ściślej. Niech  $\tau_n$  oznacza średni czas życia neutronów termicznych ze względu na pochłonięcie neutronu przez jądro paliwa. Jeśli prędkość neutronu wynosi  $v$ , to dla średniej drogi swobodnej ze względu na pochłonięcie  $\lambda_a$

$$\tau_n = \frac{\lambda_a}{v} \quad (5.40)$$

W tym czasie gęstość neutronów zwiększyła się o  $nk_{ex}$ , a więc tempo przyrostu gęstości neutronów wynosi

$$\frac{dn}{dt} = \frac{nk_{ex}}{\tau_n} \quad (5.41)$$

skąd otrzymujemy wynik (5.37).

Niech w reaktorze znajduje się tylko jedna grupa neutronów opóźnionych. Uprości to nam obliczenia nie zmniejszając bynajmniej ogólności wyniku. Wyobraźmy sobie, że gęstość przestrzenna nuklidów emitujących neutrony opóźnione wynosi  $r$ , a średnia stała ich rozpadu wynosi  $\lambda$ . Jeśli ułamek neutronów opóźnionych wynosi, tak jak wyżej,  $\beta$ , to liczba neutronów generowanych w rozszczepieniach w jednostce czasu i objętości wynosi

$$k_{ef}(1-\beta)\frac{n}{\tau_n}, \quad (5.42)$$

natomiast  $n/\tau_n$  jest liczbą neutronów pochłoniętych w jednostce czasu i jednostce objętości. Liczba neutronów opóźnionych, powstająca w jednostce czasu i objętości wynosi z kolei  $\lambda r$ , a zatem mamy:

$$\frac{dn}{dt} = k_{ef}(1-\beta)\frac{n}{\tau_n} - \frac{n}{\tau_n} + \lambda r \quad (5.43)$$

Ponieważ jednak  $k_{ex}\beta \ll 1$ , możemy z dobrym przybliżeniem napisać (5.43) w postaci

$$\frac{dn}{dt} = (k_{ex} - \beta) \frac{n}{\tau_n} + \lambda r \quad (5.44)$$

Liczba neutronów opóźnionych powstająca w jednostce czasu i objętości wynosi:

$$k_{ef} \beta \frac{n}{\tau_n} \quad (5.45)$$

Tyle samo zatem musi powstawać nuklidów emitujących te neutrony. Przemiana promieniotwórcza, w wyniku której powstają neutrony opóźnione powoduje, że  $\lambda r$  z nich znika w jednostce czasu i objętości. Zatem

$$\frac{dr}{dt} = k_{ef} \beta \frac{n}{\tau_n} - \lambda r \quad (5.46)$$

Ponieważ jednak  $k_{ex} \beta \ll 1$ , powyższe równanie można z dobrym przybliżeniem zapisać jako

$$\frac{dr}{dt} = \beta \frac{n}{\tau_n} - \lambda r \quad (5.47)$$

Po scałkowaniu równań (5.43) i (5.46) otrzymujemy zatem:

$$n = n_0 e^{\mu t} \quad (5.48)$$

oraz

$$r = r_0 e^{\mu t}, \quad (5.49)$$

gdzie

$$\mu = \frac{k_{ex}}{\tau_n + \tau_c (\beta - k_{ex})}, \quad (5.50)$$

gdzie  $\tau_c = 1/\lambda$ . Wielkość ta wynosi 12,2 s, a  $\beta = 0,0067$ .

Z równania (5.37) wynika, że **okres reaktora**, tj. czas, po którym strumień neutronów wzrasta  $e$ -krotnie wynosi

$$T = \frac{\tau_n}{k_{ex}} \quad (5.51)$$

Przyjmując  $\lambda_a = 40$  cm,  $v = 2200$  m/s otrzymujemy  $\tau_n = 0,0002$  s. Jeśli  $k_{ex} = 0,0025$ , to  $T = 0,08$  s. Uwzględniając teraz neutrony opóźnione mamy:

$$T_{ef} = \frac{1}{\mu} \approx \frac{\tau_n + \tau_c(\beta - k_{ex})}{k_{ex}} \quad (5.52)$$

Przy założonych wyżej parametrach otrzymujemy  $T_{ef} = 25$  s, a więc czas bardzo długi, całkowicie wystarczający do sterowania mocą reaktora.

## 5.8 Reaktywność i jej wpływ na kinetykę i dynamikę reaktora

W niniejszym paragrafie będziemy definiowali **reaktywność** - wielkość opisującą względne odchylenie reaktora od stanu krytycznego - jako:

$$\rho = \frac{k_{ef} - 1}{k_{ef}} \quad (5.53)$$

Jeśli  $\rho < 0$ , reaktor znajduje się w stanie podkrytycznym, gdy  $\rho > 0$  – nadkrytycznym,  $\rho = 0$  oznacza zaś pracę reaktora w stanie stacjonarnym (reaktor krytyczny), tj. w sytuacji, w której liczba neutronów generowanych jest równa liczbie neutronów z poprzedniej generacji.

Przez **kinetykę** reaktora rozumiemy zmiany liczby neutronów w funkcji czasu, wynikłe z chwilowych zmian czynnika mnożenia, natomiast przez **dynamikę** - podobną zmianę w rdzeniu reaktora wywołaną przez zmianę mocy reaktora. W zasadzie oba procesy zostały opisane wzorami (5.40)-(5.52).

Reaktywność mierzymy w procentach lub promilach lub równoważnej tej jednostce *mk* (od ang. *milik*), ale także w jednostkach *inh* (od ang. *inhour*), tj. ilość reaktywności potrzebnej, aby okres reaktora wynosił 1 godzinę. Jeszcze inną, stosowaną jednostką jest *pcm* odpowiadająca jednej setnej promila, a więc  $10^{-5}$ . Reaktywność mierzymy też w *dolarach*, choć nazwa ta nie ma wiele wspólnego z walutą amerykańską<sup>38</sup>. Jednostka ta odnosi się do udziału neutronów opóźnionych, decydujących jak już wiemy o możliwości sterowania pracą reaktora:

$$1 \$ = 100 \text{ ¢} = \beta_{ef} \quad (5.54)$$

Tak więc 1\$ jest warunkiem stanu krytycznego reaktora na neutronach natychmiastowych, gdyż taka krytyczność uwarunkowana jest warunkiem  $k(1-\beta_{ef})=1$ , skąd  $\rho = \beta_{ef}$ . Układ sterowania i zabezpieczeń reaktora musi więc chronić reaktor przed osiągnięciem reaktywności 1\$.

W świetle powyższego, jeśli np.  $\beta_{ef} = 0,0065$ , to  $k_{ef} \approx 1,0065$ , a reaktywność

$$\rho = 1\$ = 100 \text{ ¢} = 0,65\% = 6,5\text{‰} = 6,5 \text{ mk} = 650 \text{ pcm}$$

Rozważaliśmy uprzednio wzrost gęstości neutronów w czasie, patrz wzór (5.37). Wzrost ten jest proporcjonalny do mocy reaktora i możemy ją opisać identycznym wzorem:

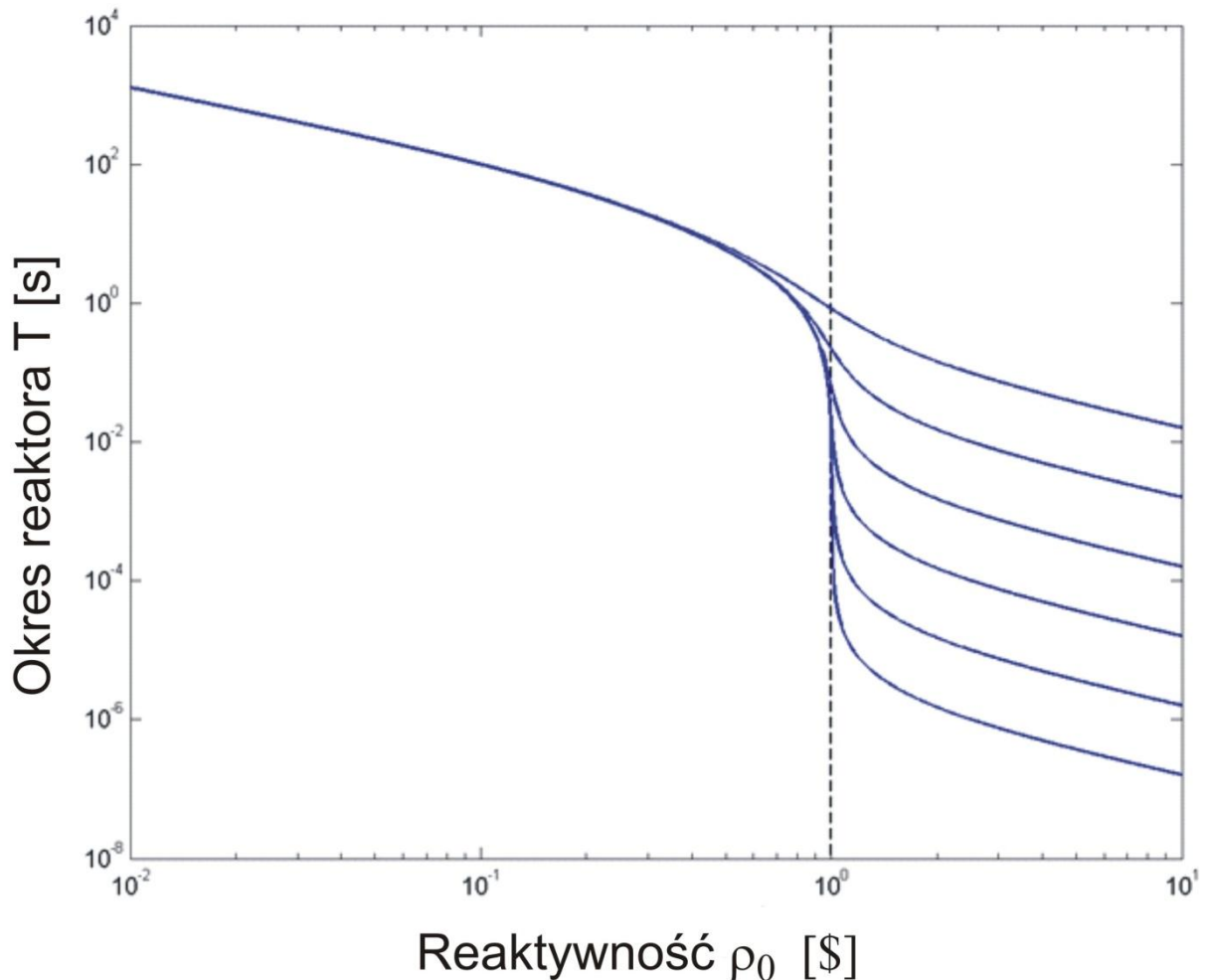
$$P(t) = P_0 e^{\rho t / \tau_n} = P_0 e^{t / T_e} \quad (5.55)$$

gdzie  $P_0$  oznacza moc początkową, a  $T_e$  – okres reaktora. Zauważmy, że zmiana mocy w reaktorze nie wiąże się z dodawaniem czy odejmowaniem paliwa, lecz zmianą szybkości rozszczepień, wywołaną wysuwaniem lub wsuwaniem prętów sterujących w rdzeniu pomiędzy elementy paliwowe. Tempo narastania mocy jest związana z reaktywnością i rośnie wykładniczo w funkcji czasu, co oznacza, że przy reaktywności różnej od zera moc reaktora

---

<sup>38</sup> Nazwę tę wprowadził Louis Slotin, fizyk uczestniczący w Projekcie Manhattan, który zginął w 1946 r. podczas doświadczenia z określeniem mas krytycznych, podczas którego zbliżał dwie metaliczne półkule <sup>239</sup>Pu przykryte reflektorem berylowym. Śrubokręt, którym regulował położenie reflektora (w innych źródłach – odległości obu półkul) wysliznął mu się z rąk, a powstały impuls promieniowania jonizującego go uśmiercił w ciągu 9 dni. Podczas tego wydarzenia Slotin odrzucił ręką drugą półkulę, gdyż w przeciwnym wypadku mogłoby dojść do wytworzenia masy krytycznej i wybuchu. Dzięki temu nikt z pozostałych uczonych biorących udział w doświadczeniu nie ucierpiał.

może wzrosnąć do wartości, przy której nastąpi zniszczenie reaktora. Z kolei okres reaktora, stanowiący parametr istotny z punktu widzenia działania systemów bezpieczeństwa reaktora, jest bezpośrednią funkcją reaktywności. Funkcję tę przedstawia rys. 5.21.



**Rys. 5.21** Zależność okresu reaktora od reaktywności i efektywnego czasu życia jednego pokolenia neutronów (od górnej do dolnej krzywej odpowiednio  $10^{-3}$ ,  $10^{-4}$ ,  $10^{-5}$ ,  $10^{-6}$ ,  $10^{-7}$  oraz  $10^{-8}$  s. Linia przerywana pokazuje reaktywność  $\rho_0 = \beta$ <sup>39</sup>

Reaktywność ma w oczywisty sposób istotny wpływ na strumień neutronów i moc reaktora. Jeśli będzie ujemna, moc reaktora będzie malała, przy czym wszelkie skokowe zmiany reaktywności nie prowadzą do zmian mocy ściśle opisywanych równaniem (5.55): w pierwszej chwili zakłócony zostaje bilans neutronów opóźnionych, gdyż te powstają

<sup>39</sup> Na podstawie monografii J.Kubowski, *Nowoczesne elektrownie jądrowe*, WNT, Warszawa (2007), dzięki uprzejmości Autora

później niż neutrony natychmiastowe. Musimy zatem zapewnić reaktorowi bezpieczeństwo w przedziale czasu potrzebnym do powstania odpowiedniej gęstości neutronów opóźnionych w całym bilansie neutronów. Gdy skokowo zwiększymy reaktywność, moc reaktora również wzrośnie szybko, które to zjawisko znane jest pod nazwą *natychmiastowego skoku mocy*.

Istotnym dla reaktora pojęciem jest także *zapas reaktywności*. Jest to reaktywność, którą wprowadzilibyśmy do reaktora w stanie krytycznym, gdybyśmy podnieśli do góry wszystkie pręty sterujące. Taki zapas należy ustalić na początku pracy reaktora, aby można było w trakcie pracy reaktora niwelować ubytki reaktywności związane z rozlicznymi efektami pochłaniania neutronów w konkretnych warunkach pracy reaktora, temperatury i tzw. *zatruwania reaktora*, o czym będzie mowa nieco dalej. W trakcie pracy reaktora wzrasta w paliwie zawartość  $^{239}\text{Pu}$  i izotopu  $^{241}\text{Pu}$ , a ponieważ przekroje czynne na rozszczepienie tych izotopów i  $^{235}\text{U}$  są różne, ma to bezpośredni wpływ na reaktywność. Nie bez znaczenia jest także gromadzenie się innych aktynowców, które rozszczepiają się w samorzutny sposób. Należy do nich Np, Cm, Am, Cf i inne. W szczególności, 1 mg kalifornu (Cf) emituje ok.  $3 \cdot 10^9$  neutronów/s, o czym mówiliśmy w rozdz. 2.

Zmiany temperatury reaktora mają także istotny wpływ na reaktywność, a zmiany temperatury są naturalną konsekwencją pracy reaktora. I tak, temperatura paliwa, chłodziwa i moderatora wzrasta wraz ze wzrostem mocy reaktora. Z drugiej strony, w zależności od mocy reaktora, następuje zwiększanie się ilości fragmentów rozszczepienia pochłaniających neutrony, a więc obniżających reaktywność. Generalnie mamy do czynienia z dwiema składowymi działaniami temperatury: efektem jądrowym, tj. zależnością mikroskopowych przekrojów czynnych od temperatury przy ustalonej gęstości moderatora oraz efektem zmian gęstości moderatora. Np. ze wzrostem temperatury zwiększa się pochłanianie rezonansowe neutronów w  $^{238}\text{U}$  (przekrój czynny rozmywa się na coraz większy przedział energii neutronów, co jest swoistym efektem Dopplera wynikającym z energiczniejszych drgań atomów uranu). Prowadzi to do zwiększenia zawartości  $^{239}\text{Pu}$  w paliwie, a jednocześnie zmniejszenia ilości neutronów inicjujących reakcję łańcuchową. Gęstość właściwa moderatora maleje ze wzrostem temperatury, oba zjawiska będą prowadziły zatem do obniżania się reaktywności. Z kolei wzrost temperatury zwiększa przekrój czynny na rozszczepienie izotopów plutonu, a więc zwiększenie reaktywności.

Wzrost temperatury moderatora, następujący nie tak szybko jak niemal natychmiastowy wzrost temperatury paliwa przy podwyższeniu mocy, powoduje przesunięcie Maxwellowskiego rozkładu prędkości neutronów (rys. 5.14) w stronę wyższych energii, a to zmniejsza reaktywność, gdyż maleje współczynnik rozszczepień termicznych  $\eta$  dla  $^{235}\text{U}$ . Jednocześnie, ze względu na stosunkowo nisko leżący rezonans w  $^{239}\text{Pu}$  (0,3 eV, patrz rys. 5.11) wzrośnie wartość  $\eta$ . Wraz ze wzrostem energii neutronów zmniejsza się pochłanianie neutronów w paliwie, a więc wzrasta strumień neutronów, rośnie też współczynnik  $f$  wykorzystania neutronów termicznych.

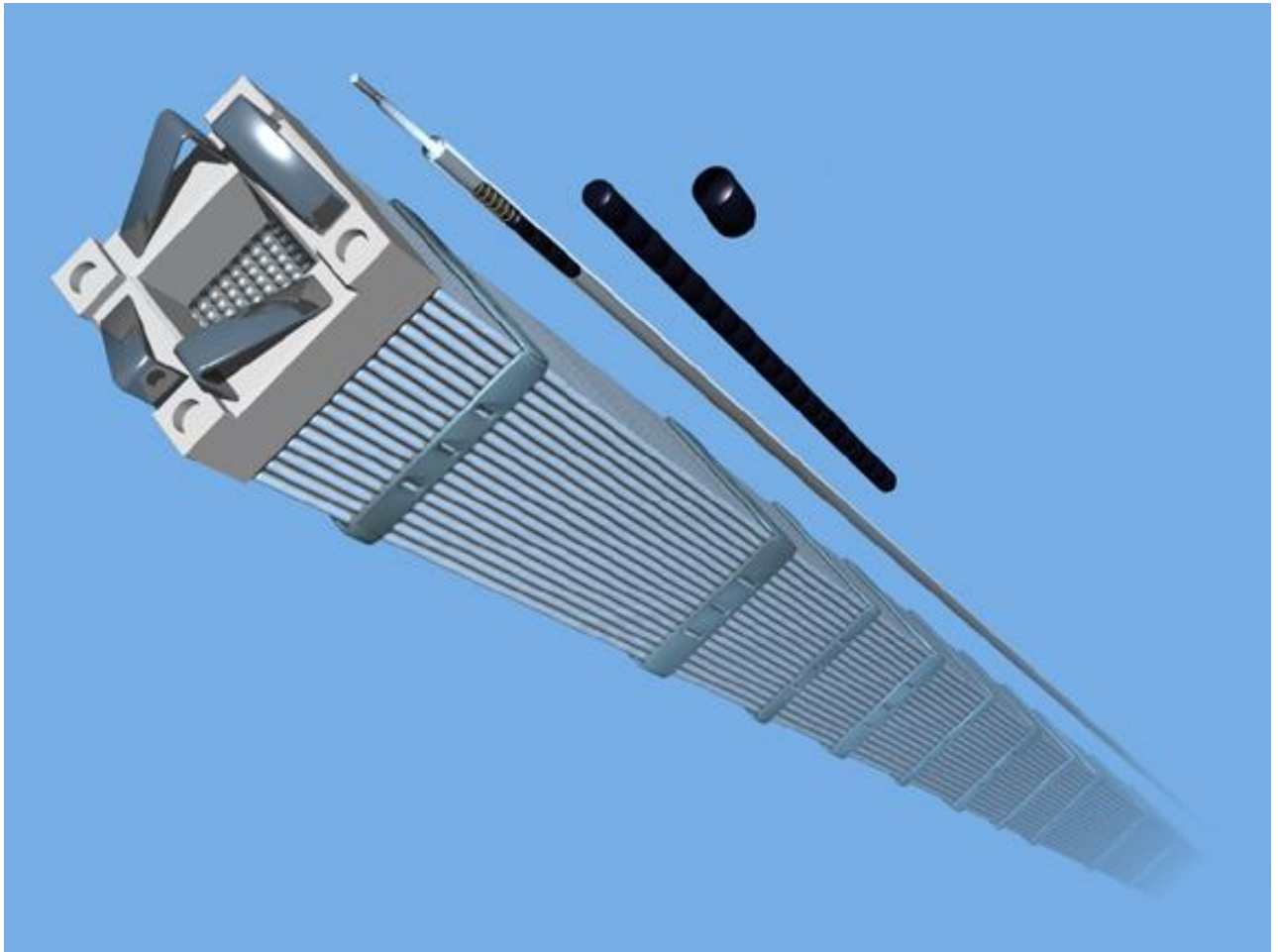
Tak więc, sumaryczny współczynnik temperaturowy reaktywności ( $d\rho/dT$ ) jest z reguły ujemny, co sprzyja bezpieczeństwu pracy reaktora. Niestety, w czarnobylskim reaktorze typu RBMK ten współczynnik był dodatni, co sprzyjało rozwojowi awarii w roku 1986. Z drugiej strony należy zauważyć, że przy ujemnym współczynniku temperaturowym o dużej wartości bezwzględnej musimy dbać o szybki odbiór ciepła, gdyż w przeciwnym wypadku moc reaktora może zmaleć wbrew naszym chęciom. Również należy zwrócić uwagę na to, że przy dużym stopniu wypalenia paliwa (paragraf 5.13) współczynnik temperaturowy może powodować zwiększanie się reaktywności.

## 5.9 Elementy paliwowe

Konstrukcja elementów paliwowych i ich rozmieszczenie w moderatorze stanowi o efektywności reaktora, a obliczenie optymalnych parametrów przeprowadza się przy pomocy specjalnych kodów komputerowych. W najbardziej typowym rozwiązaniu stos pastylek z dwutlenku uranu lub sprasowanej mieszaniny uranu i np. aluminium zamyka się w koszulce z metalu odpornego na wysokie temperatury i korozję, a jednocześnie o małym przekroju czynnym na absorpcję neutronów. Takim dobrym metalem jest cyrkon. W ten sposób powstaje *element paliwowy* w kształcie pręta. Zespół od kilku do kilkuset elementów paliwowych formuje się w *kasety paliwowe*, patrz rys. 5.22. Takie rozwiązanie – w wypadku reaktora energetycznego, w którego rdzeniu mogą się znajdować dziesiątki tysięcy elementów paliwowych - upraszcza konstrukcję rdzenia i ułatwia manipulowanie elementami paliwowym podczas ich załadowywania i usuwania z rdzeni. Rola zarówno koszulek metalowych prętów, polega także na tym, że powinny stanowić barierę przed uwalnianiem się radioaktywnych, gazowych fragmentów rozszczepienia. Z drugiej strony, ze względu na generujące się w



elemencie paliwowym ciepło, jego odbiór musi być jak najefektywniejszy, a temu sprzyja duża powierzchnia elementów paliwowych.



**Rys. 5.22 Od pastylki paliwa do kasety paliwowej**

Pręty z paliwem nie są jedynym rozwiązaniem. Stosowane są także (np. w doświadczalnym reaktorze MARIA) *rurowe elementy paliwowe* o współosiowym usytuowaniu rur w pojedynczym elemencie. W szczelinach między nimi płynie woda chłodząca. Znane są też rozwiązania w których elementy paliwowe buduje się z płytek.

Jest rzeczą oczywistą, że pochłanianie neutronów termicznych i rezonansowych wewnątrz elementu paliwowego jest większe niż w moderatorze. W związku z tym rozkład gęstości strumienia tych neutronów będzie w objętości rdzenia niejednorodny, a wewnątrz elementów paliwowych gęstość strumienia obu rodzajów neutronów będzie miała minimum. Zmniejszenie gęstości strumienia powoduje zmniejszenie współczynnika wykorzystania

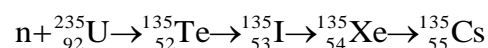
cieplnego  $f$  i zwiększenie prawdopodobieństwa uniknięcia wychwytu rezonansowego  $p$ . Mimo wszystko jednak, dobór odpowiedniej geometrii układu paliwa z moderatorem i stosunku mas potrafi skompensować oba efekty, w rezultacie czego iloczyn  $fp$  w reaktorze niejednorodnym (w którym elementy paliwowe są rozmieszczone w oczkach siatki przestrzennej w moderatorze) może być większy niż w jednorodnej mieszaninie paliwa i moderatora.

Dodając świeże paliwo do reaktora lub też tasując elementy paliwowe w taki sposób, aby silniej wypalone elementy szły na peryferie rdzenia, a świeże paliwo do części centralnej, zwiększamy reaktywność w reaktorze. W wypadku np. reaktora MARIA takie przetasowanie zwiększa zapas reaktywności o 0,7-2,7 \$.

Gdy w trakcie pracy reaktora w paliwie gromadzi się pluton, zmniejsza się ułamek neutronów opóźnionych, co oznacza, że zmiany mocy w funkcji nadmiaru reaktywności przebiegają pod koniec cyklu pracy reaktora w gwałtowniejszy sposób.

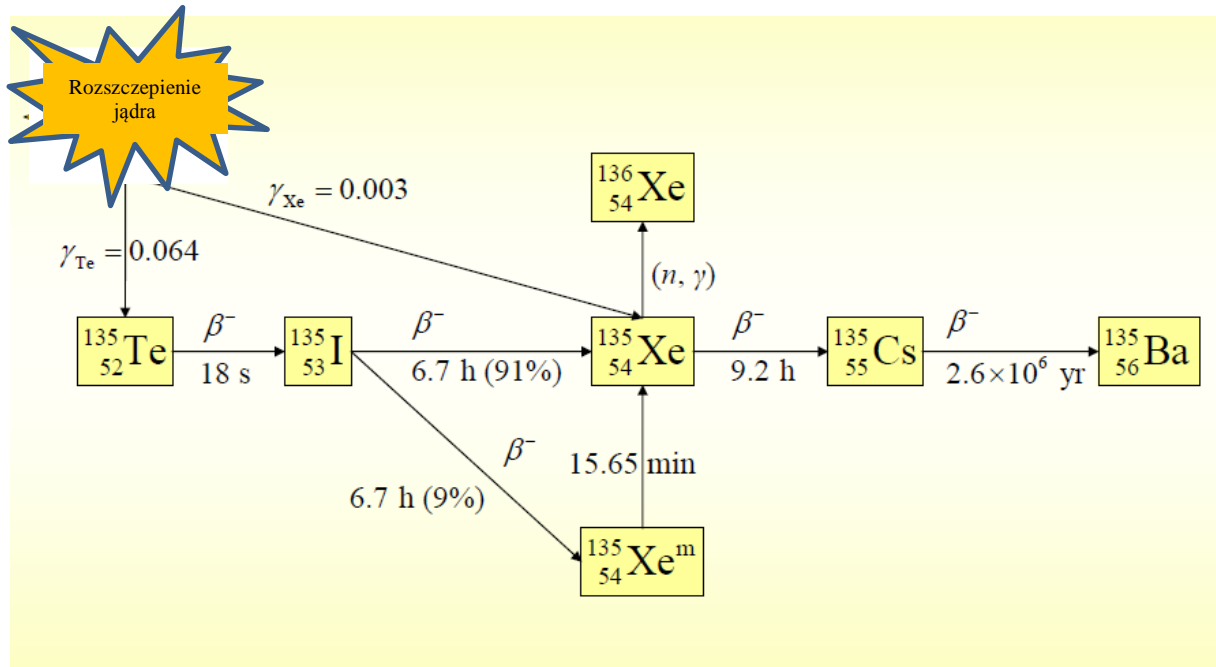
### 5.10 Zatrucie reaktora

W trakcie pracy, w paliwie następuje szereg przemian jądrowych, w wyniku których powstają produkty rozszczepienia o wysokich przekrojach czynnych na pochłanianie neutronów. Przez analogię, takie produkty rozszczepień nazywamy **truciznami jądrowymi**. Część z nich, to izotopy stabilne, jak np.  $^{149}\text{Sm}$ , którego przekrój czynny na pochłanianie neutronów termicznych wynosi aż  $4 \cdot 10^4$  b. Inne, jak  $^{135}\text{Xe}$ , którego przekrój czynny na pochłanianie neutronów termicznych jest ogromny i wynosi  $2,6 \cdot 10^6$  b, są nietrwałe i rozpadają się. Okres połowicznego zaniku dla  $^{135}\text{Xe}$  wynosi 9,1 godz. Powstaje on jako bezpośredni fragment rozszczepienia (z prawdopodobieństwem ok. 5%) albo jest (w pozostałych wypadkach) produktem dwóch kolejnych rozpadów beta z telluru tworzącego się w rozszczepieniu uranu:



Końcowy produkt tych rozpadów,  $^{135}\text{Cs}$ , ma okres połowicznego zaniku  $2,3 \cdot 10^6$  lat, jest więc z naszego punktu widzenia trwały, a *de facto* rozpada się w drodze rozpadu  $\beta$  do rzeczywistości

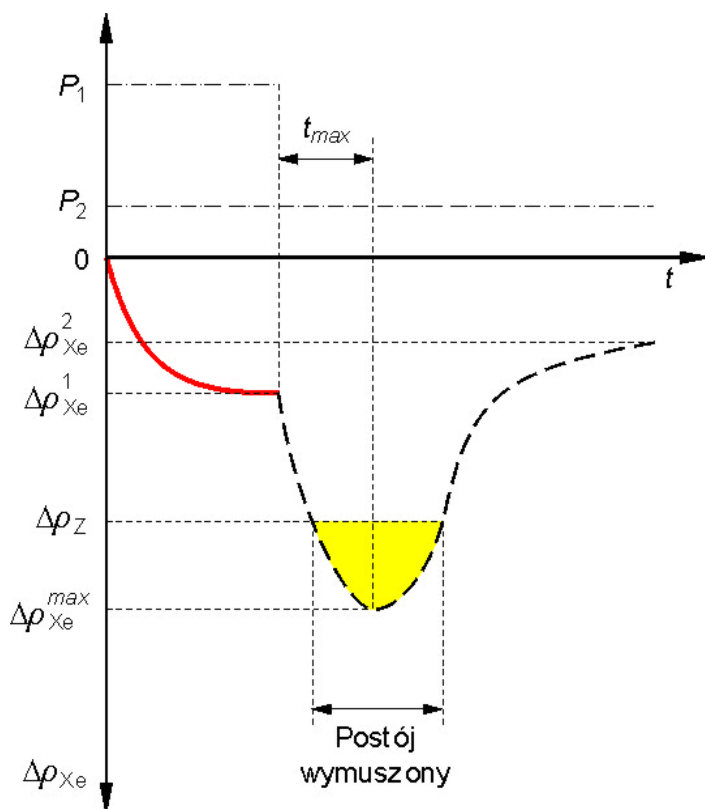
trwałego  $^{135}\text{Ba}$ . W powyższym łańcuchu rozpadów warto zwrócić uwagę na powstający izotop  $^{135}\text{I}$ , którego okres połowicznego zaniku wynosi 6,6 godz. Sam izotop  $^{135}\text{I}$  tworzy się z rozpadu  $^{135}\text{Te}$  z połowicznym okresem zaniku 0,5 min., a więc stosunkowo krótki.



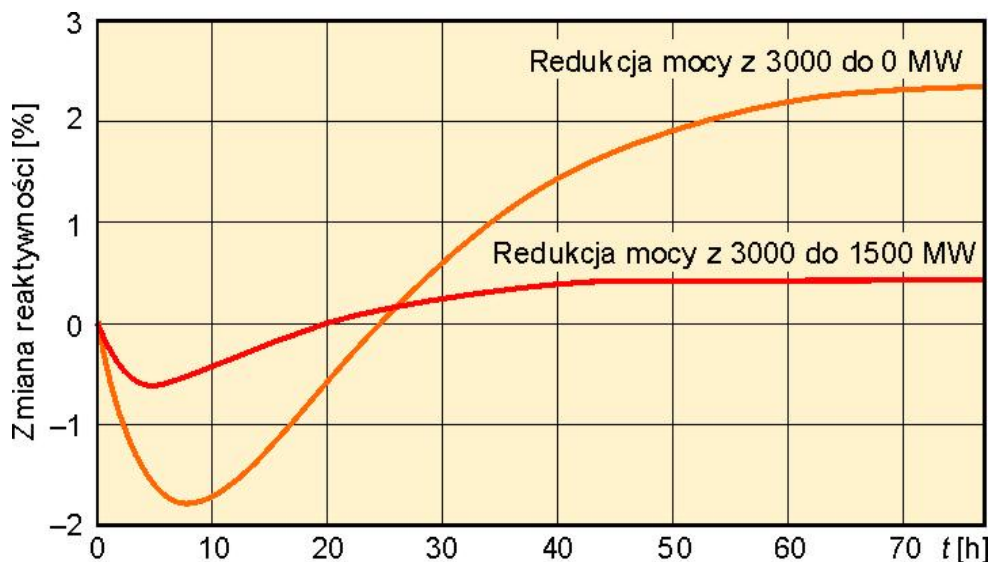
W trakcie pracy reaktora z jednej strony tworzy się z rozpadu tego izotopu jodu silna trucizna w postaci izotopu  $^{135}\text{Xe}$ , z drugiej zaś,  $^{135}\text{Xe}$  przekształca się (wypala) w wyniku pochłaniania neutronów w stabilny  $^{136}\text{Xe}$ , który już trucizną nie jest. W wyniku długotrwałej pracy reaktora ustala się zatem ilość ksenonu, który jest w reaktorze silną trucizną, i która w związku z tym prowadzi do spadku reaktywności reaktora, co nazywane jest *efektem ksenonowym*. Gdy tempo powstawania ksenonu i jego wypalania oraz jego rozpadu promieniotwórczego są równe, a więc gdy ustali się w reaktorze koncentracja ksenonu, taki stan nazywamy *ustalonym efektem reaktywnościowym zatrucia ksenonem*. Powstałą utratę reaktywności oznaczamy symbolem  $\Delta\rho_{\text{Xe}}^{\text{ust}}$ . W miarę wypalania się w reaktorze  $^{235}\text{U}$ , gdy chcemy utrzymać moc reaktora na ustalonym poziomie, musimy podwyższyć gęstość rozszczepień, a to z kolei prowadzi do dalszego spadku reaktywności na skutek automatycznego zwiększania się zawartości ksenonu. Dlatego też straty reaktywności w funkcji mocy są różne na początku i na końcu cyklu pracy reaktora. Typowy czas uruchomienia reaktora, po którym osiąga się 95% wielkości  $\Delta\rho_{\text{Xe}}^{\text{ust}}$  wynosi około 30 godzin, a pełną wartość  $\Delta\rho_{\text{Xe}}^{\text{ust}}$  osiąga się typowo w ciągu 5-6 okresów połowicznego zaniku jodu, a więc 35-40 godz.<sup>40</sup>

<sup>40</sup> wielkości te, a także rys. rys. 6.19 i 6.20 podajemy za cytowaną już monografią J.Kubowskiego i zgodą Autora

Jeśli reaktor zostanie wyłączony w gwałtowny sposób w wyniku np. zrzutu awaryjnego prętów bezpieczeństwa, nagromadzony jod będzie się jeszcze stosunkowo długo rozpadał tworząc trujący  $^{135}\text{Xe}$ , który tym razem nie będzie usuwany wskutek pochłaniania neutronów. Samo zjawisko jest o tyle interesujące, że przerwanie pracy reaktora oznacza przerwanie produkcji ksenonu drogą rozszczepień, ale jednocześnie przerwanie procesu wypalania nagromadzonego już ksenonu. Powoduje to, że w pierwszym okresie po gwałtownym zatrzymaniu reaktora poziom ksenonu w paliwie efektywnie wzrasta – będzie się tworzył szybciej niż zanikał. Oczywiście wskutek zaniku produkcji jodu w reaktorze wyłączonym - zacznie dominować rozpad nagromadzonego ksenonu. Z czasem produkcja jodu w reaktorze zanika, aż w końcu dominuje rozpad ksenonu. Zjawisko zatrucia po awaryjnym wyłączeniu reaktora nosi nazwę **jamy jodowej**. Rys. 5.23 pokazuje pełny efekt zmian w czasie reaktywności po gwałtownej zmianie mocy reaktora. Przy tej okazji warto zwrócić uwagę, że odtruwaniu reaktora może towarzyszyć czasem stosunkowo szybki wzrost reaktywności. Jeśli byłby on szybszy niż możliwość działania układów kompensacyjnych reaktor może się „rozbiec”, a więc nastąpić niekontrolowany wzrost mocy.



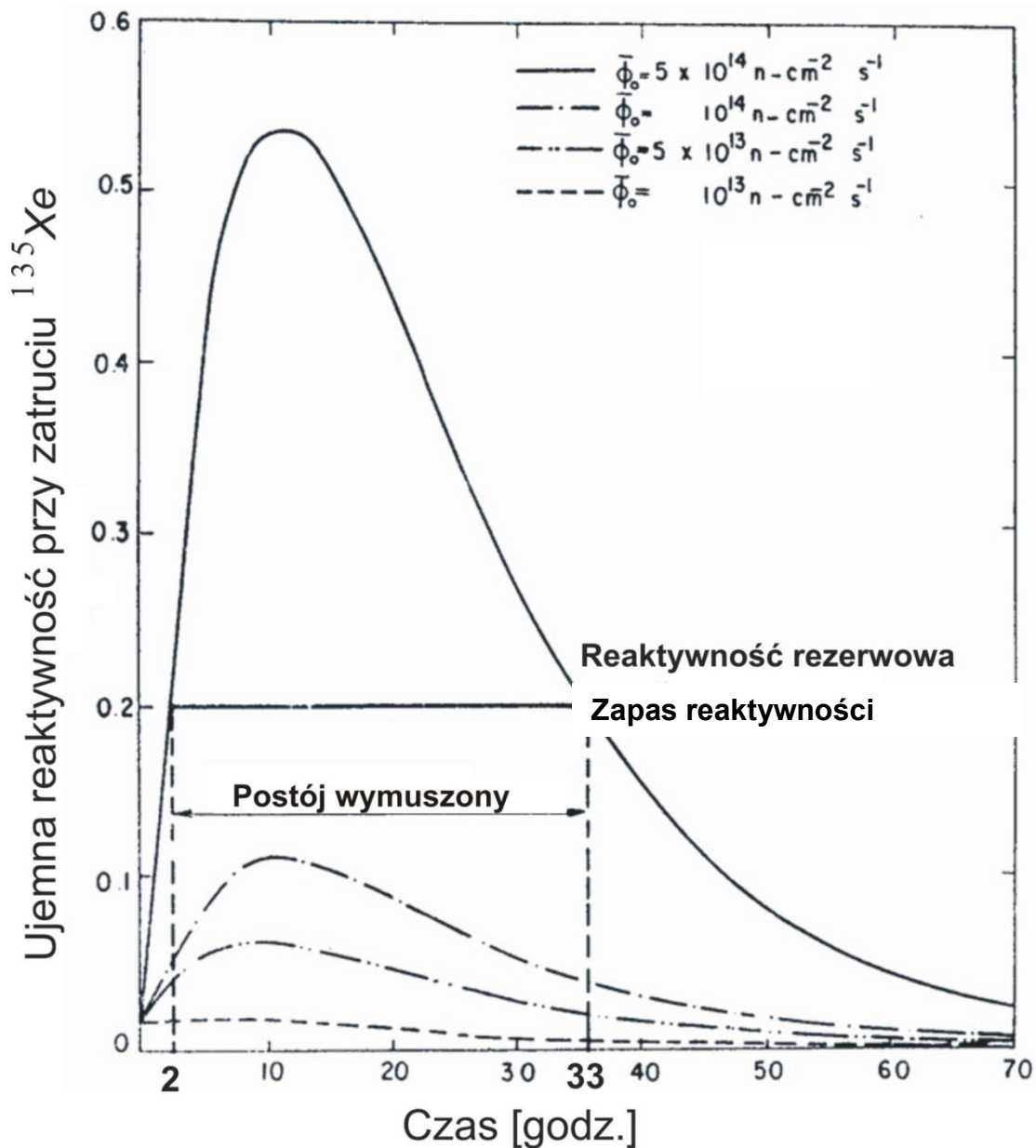
**Rys. 5.23** W górnej części rysunku pokazano zmianę mocy w funkcji czasu. Reaktywność maleje w trakcie pracy ze względu na zatrucie się paliwa ksenonem. To zatrucie szybko się pogłębia po gwałtownym zmniejszeniu mocy. Po pewnym czasie  $t_{max}$  zatrucie może osiągnąć poziom maksymalny, przy którym kolejny wzrost mocy nie jest możliwy, jeśli zapas reaktywności  $\Delta\rho_z$  będzie niewystarczający do skompensowania straty reaktywności wskutek zatrucia:  $|\Delta\rho_z| < |\Delta\rho_{Xe}|$ . W takim skrajnym wypadku reaktor będzie musiał mieć „postój wymuszony” (zaznaczono na żółto), dopóki nie nastąpi częściowy rozpad ksenonu, umożliwiając powrót do sytuacji, gdy  $|\Delta\rho_z| > |\Delta\rho_{Xe}|$



**Rys. 5.24. Straty reaktywności w reaktorze PWR po wyłączeniu oraz po redukcji mocy do 50%, wywołane zatruciem ksenonem**

Zmiany reaktywności w funkcji czasu, wywołane wyłączeniem lub redukcją mocy zależą zarówno od mocy pierwotnej, jak i stopnia redukcji, co ilustruje rys. 5.24.

Jak można się już domyśleć, efekt zatrucia ksenonem będzie zależał od strumienia neutronów. Na rys. 5.25 pokazana jest taka zależność dla różnych wartości średniego strumienia neutronów. Nad pokazanymi krzywymi podany jest czas, po którym zatrucie osiąga maksimum.



**Rys. 5.25** Zmiana zatrucia ksenonem po wyłączeniu reaktora w zależności od średnich wartości strumienia reaktora; por. rys. 5.23

Konsekwencje zatrucia samarem ( $^{149}\text{Sm}$ ) są ilościowo inne. Powstaje on z rozpadu promieniotwórczego ( $\beta$ ,  $T_{1/2}=53$  godz.) prometu ( $^{149}\text{Pm}$ ), ten zaś powstaje na dwóch drogach: w wyniku reakcji  $n+^{235}\text{U}$  protaktyn tworzy się bezpośrednio albo w pierw tworzy się  $^{149}\text{Nd}$ , który przez rozpad beta ( $T_{1/2}=2,4$  godz) przechodzi w  $^{149}\text{Pm}$ . Izotop  $^{149}\text{Sm}$  nie rozpada się i usuwany jest dzięki wychwytowi neutronów o energiach poniżej ok. 0,1 eV. Zmniejszenie reaktywności wywołane obecnością samaru w paliwie jest na poziomie 0,5%. W odróżnieniu

od zatruwania ksenonem, zatrucie samarem zależy przede wszystkim od stopnia wzbogacenia paliwa, a nie od gęstości rozszczepień. Konsekwencją tego jest w zasadzie niezależność zmian reaktywności od tego, czy powstają one na początku czy na końcu cyklu pracy reaktora.

Podobnie, jak w wypadku ksenonu, po wyłączeniu reaktora ujemna reaktywność wywołana przybywaniem trucizny jaką jest samar wzrasta w przeciągu około 8-10 dób od chwili wyłączenia, co wiąże się z długim okresem połowicznego zaniku prometu (2,21 dni). Tworzenie się samaru zaczyna się od otrzymania w wyniku rozszczepienia metastabilnego lub „normalnego” promieniotwórczego izotopu  $^{149}_{59}Pr$ , który w serii trzech dalszych rozpadów beta przechodzi kolejno w  $^{149}_{60}Nd$ ,  $^{149}_{61}Pm$ ,  $^{149}_{62}Sm$ . Charakterystyczne okresy połowicznego zaniku dla tych przejść, to odpowiednio 28 s, 2 godz. i 54 godz.

Poza omówionymi wyżej, w wypadku istnienia w reaktorze np. matrycy berylowej, tworzą się inne trucizny:  $^6Li$  i  $^3He$ . Ten ostatni tworzy się wskutek sekwencji reakcji:  $^6Li(n,\alpha)^3H$ , rozpadu beta trytu do  $^3He$  i następnie reakcji  $^3He(n,p)^3H$ . Zarówno  $^6Li$  jak i  $^3He$  mają duże wartości przekrojów czynnych na absorpcję neutronów termicznych.

Swoistą, ale pożyteczną trucizną jest bor podawany do obiegu pierwotnego reaktora w postaci kwasu borowego w celu skompensowania nadmiaru reaktywności początkowej. Koncentracja tego kwasu jest odpowiednio regulowana w trakcie pracy reaktora, a że jest on rozpuszczony równomiernie w całym chłodziwie wodnym, nie wpływa na rozkład strumienia neutronów.

### **5.11 Promieniowanie Czerenkowa**

Gdy spojrzymy się w głąb basenu wodnego pracującego reaktora zobaczymy charakterystyczne świecenie niebieskie wody w tym basenie (rys. 5.26). Zjawisko to, niezwykle spektakularne, nosi nazwę promieniowania Czerenkowa, w cześć odkrywcy zjawiska, P.A.Czerenkowa, który w roku 1934 podjął jego systematyczne obserwacje. Ze względu na znaczenie tego intrygującego zjawiska nie tylko z czysto wizualnej strony, poświęcimy mu trochę uwagi. *Nota bene*, obserwacja tego typu świecenia nie wymaga

reaktorów, gdyż jest ono charakterystyczne dla roztworów silnie promieniotwórczych materiałów. Charakterystyczna dla zjawiska jest ciągłość widma, niezależność od środowiska, z którego się ono wydziela i od temperatury. Nie jest więc ono zatem znaną skądinąd luminescencją roztworów. Nie jest także promieniowaniem hamowania. Ma ono także specyficzne własności polaryzacyjne i kierunkowe. Teorię promieniowania Czerenkowa podali I.M.Frank i J.E.Tamm. Wyjaśnienie zjawiska podaje się z reguły jako analog tworzenia się akustycznej fali uderzeniowej za samolotem naddźwiękowym. W naszym wypadku chodzi o skutek przelatywania przez środowisko cząstki naładowanej o prędkości większej od prędkości rozchodzenia się światła w tym środowisku. Jeśli współczynnik załamania światła oznaczymy przez  $n$ , to wiemy, że światło w ośrodku będzie miało prędkość  $c/n$ , gdzie  $c$  oznacza prędkość światła w próżni. W wypadku elektronów o energii kilku megaelektronowoltów ich prędkość wynosi  $\beta c$ , gdzie wartość  $\beta$  jest bliska jedności, są więc one cząstkami relatywistycznymi.

Rozpatrzmy więc co się będzie działo, gdy prędkość cząstki przekroczy prędkość światła, a więc spełniona będzie nierówność

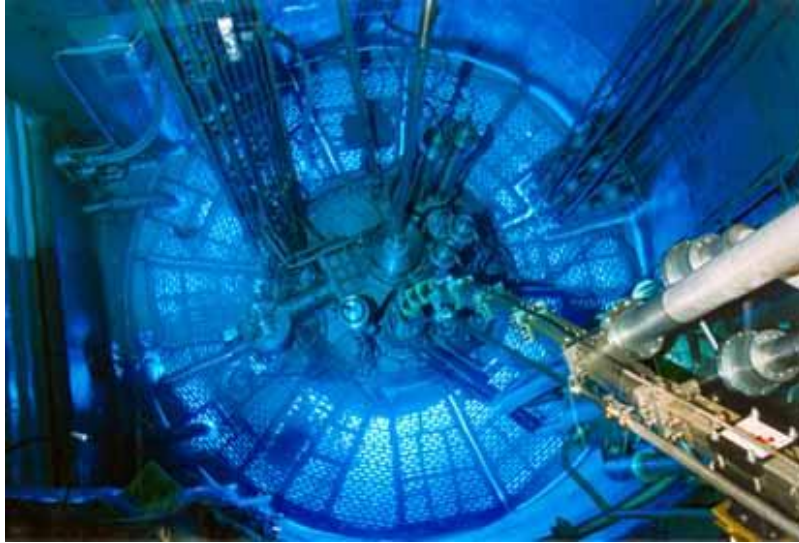
$$\beta c > \frac{c}{n} \quad (5.56)$$

lub

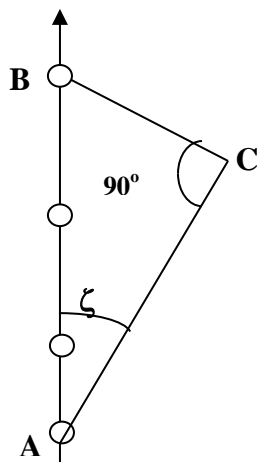
$$\beta > \frac{1}{n} \quad (5.57)$$

Szybka cząstka naładowana przelatując przez ośrodek, np. wodę, powoduje chwilowy stan polaryzacji atomu: wytworzone przez cząstkę pole elektryczne przesuwają chmurę elektronową względem jądra atomu. Gdy cząstka się oddali, chmura wraca na miejsce, a atom jako całość stanowi drgający, zanikający w czasie, dipol elektryczny, który emituje falę elektromagnetyczną. Każdy taki dipol na drodze cząstki jest źródłem fali kulistej, wypromieniowywanej w tej samej fazie co inne, a więc mamy tu do czynienia ze zbiorem fal spójnych.





**Rys. 5.26 Widok rdzenia reaktora zanurzonego w basenie wodnym**



Jeśli długość odcinka od pierwszego źródła fali kulistej (A) do ostatniego (B) oznaczmy jako  $AB$ , cząstka przebiegnie ten odcinek w czasie

$$\Delta t = \frac{AB}{\beta c} \quad (5.58)$$

W tym czasie światło przebiegnie drogę

$$AC = \frac{c}{n} \Delta t \quad (5.59)$$

**Rys. 5.27 Rozchodzenie się promieniowania Czerenkowa**

Jak widać, rys. 5.27, światło rozchodzić się będzie w stożku o kącie  $90^\circ - \zeta$ , gdzie kąt  $\zeta$  jest określony równaniem:

$$\cos \zeta = \frac{AC}{AB} = \frac{1}{\beta n} \quad (5.60)$$

Równanie to wyznacza warunek tworzenia się promieniowania Czerenkowa:

$$\beta > \frac{1}{n} \quad (5.61)$$

Widać też, że maksymalna rozwartość stożka ograniczona jest do kąta  $\zeta_{\max}$ :

$$\cos \zeta_{\max} = \frac{1}{n} \quad (5.62)$$

Dalsze rozważania prowadzą do wniosku, że wektor elektryczny fali promieniowania Czerenkowa jest zawsze prostopadły do kierunku rozchodzenia się fali, wektor magnetyczny zaś styczny do powierzchni stożka.

Teoria Franka i Tamma pokazuje, że liczba fotonów emitowanych w przedziale częstotliwości  $(\nu, \nu+d\nu)$  na jednostkę drogi wynosi

$$N(\nu)d\nu = \mu_0 e^2 \left( 1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right) d\nu, \quad (5.63)$$

gdzie  $\mu_0$  oznacza przenikalność magnetyczną próżni. Oznacza to, że widmo promieniowania Czerenkowa jest ciągle, przy czym większa energia wypromieniowywana jest przy wyższych częstościach, a więc w obszarze niebieskim i ultrafioletu. Dla przykładu można podać<sup>41</sup>, że cząstka o ładunku elementarnym i prędkości bliskiej prędkości światła ( $\beta$  ok. 1) przebiegając przez szkło ołowiowe o współczynniku załamania  $n = 1,59$  wypromieniowuje w obszarze widzialnym od 750 nm do 400 nm około 320 kwantów na centymetr drogi. Z naszego punktu widzenia ważna jest także moc promieniowania w przedziale częstości  $(\nu, \nu+d\nu)$ . Zgodnie z (5.63) musi być ona proporcjonalna do częstości

$$\frac{dW}{d\nu} \propto \nu \quad (5.64)$$

Ponieważ częstotliwość jest odwrotnie proporcjonalna do długości fali, to

---

<sup>41</sup> J.Masalski, *Detekcja promieniowania jądrowego*, PWN, Warszawa (1959)

$$dv \propto \frac{d\lambda}{\lambda^2} \quad (5.65)$$

Tak więc

$$\frac{dW}{d\lambda} \propto \lambda^{-3} \quad (5.66)$$

Nic zatem dziwnego, że natężenie światła silnie wzrasta w miarę przesuwania się w kierunku nadfioletu. Nie oznacza to jednak, że natężenie promieniowania będzie rosło przy przesuwaniu się ku jeszcze wyższym częstościom, gdyż współczynnik załamania już dla nadfioletu dąży do jedności, a przy wyższych częstościach staje się mniejszy od jedności, co oznacza obcięcie widma od strony fal krótkich. Z drugiej strony, od strony fal długich widmo to jest także odcięte ze względu na zwiększone pochłanianie promieniowania długofalowego w ośrodku.

Promieniowanie Czerenkowa znalazło zastosowanie w konstrukcji liczników szybkich cząstek, tzw. detektorów Czerenkowa. Opis tych detektorów jednak znajduje się poza zakresem zainteresowania tej monografii.

## 5.12 Chłodzenie reaktora

Wysokie temperatury osiągnane w elementach paliwowych i prętach sterujących każą intensywnie je chłodzić. Nawet wielkiej objętości basen wodny nie jest w stanie odebrać ciepła w wystarczająco efektywny sposób, stąd też istnieje konieczność wprowadzenia obiegu chłodzącej wody. Obieg ten, zwany *obiegami pierwotnym*, jest z reguły obiegiem zamkniętym, dzięki czemu unikamy problemów ewentualnych skażeń promieniotwórczych, które mogłyby przedostawać się na zewnątrz. W takim obiegu, woda nagrzana w rdzeniu reaktora zostaje skierowana do wymiennika ciepła, w którym jej ciepło zostaje wykorzystane do wytworzenia pary wodnej<sup>42</sup>, która w reaktorze energetycznym służy do produkcji energii elektrycznej. Temperatura samej wody w naturalny sposób wtedy spada. Jeśli jednak jest ona wciąż zbyt wysoka, aby po ponownym wejściu do rdzenia chłodziła rdzeń zgodnie z

---

<sup>42</sup> W reaktorze MARIA ciepło to może być użyte głównie do podgrzania wody w wymienniku ciepła

założeniami, można zbudować **obieg wtórny**, który będzie chłodził wytwornicę pary w obiegu pierwotnym. Potrzeba tego obiegu zależy od konstrukcji reaktora i jego funkcji. Np. w tzw. reaktorze wodno-ciśnieniowym, obieg wtórny umożliwia transport pary - pozbawianej promieniotwórczych substancji – do turbiny. W tym przypadku pojęcie „zimnej” wody chłodzącej staje się problematyczne, jako że skroplona woda powrotna na wlocie do reaktora ma temperaturę ok. 280 °C. Jest to, oczywiście, możliwe tylko dzięki wysokiemu ciśnieniu (ok. 15 MPa) wody w obiegu.

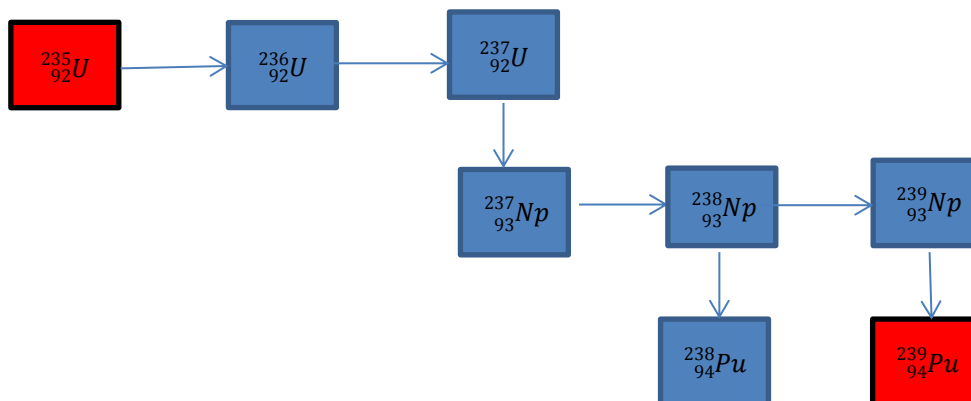
Jest jeszcze jeden element, na który trzeba koniecznie zwrócić uwagę – jest nim czystość wody w basenie reaktora. Woda ta jest bowiem wielokrotnie przedestylowana, jak mówimy – zdemineralizowana. Chodzi po prostu o to, że istnienie zanieczyszczeń w wodzie mogłoby powodować ich aktywację w strumieniu neutronów, co skutkowałoby podniesieniem się poziomu promieniowania wokół reaktora. W reaktorach basenowych, w których potrzebne są tysiące hektolitrow tej wody buduje się systemy zabezpieczające, polegające na tym, że jeśli w zbiornikach stanowiących magazyn wody destylowanej wody jest jej mniej niż pewna założona objętość, reaktora nie daje się uruchomić. Wymagana czystość wody powoduje także, że kasety paliwowe i inne elementy, które są wkładane do środka reaktora chroni się przed powierzchniowymi zanieczyszczeniami.

Woda nie jest jedynym możliwym ciekłym chłodziwem. W niektórych reaktorach stosuje się ponadto chłodzenie gazowe (CO<sub>2</sub>, helem), a także ciekłym metalem (Na, K lub eutektyką Pb-Bi).

### 5.13 Wypalanie paliwa

W trakcie pracy reaktora powstaje w paliwie szereg izotopów – fragmentów rozszczepienia i ich pochodnych, będących wynikiem rozpadu fragmentów rozszczepienia. W naturalny sposób ubywa podstawowego paliwa <sup>235</sup>U, częściowo także <sup>238</sup>U, natomiast w wyniku wychwytu neutronów przez <sup>238</sup>U powstają rozszczepialne izotopy plutonu: <sup>239</sup>Pu i <sup>241</sup>Pu. Izotopy <sup>238</sup>Pu i <sup>239</sup>Pu mogą także tworzyć się na skutek łańcucha reakcji, których początek daje reakcja (n,γ) dla <sup>235</sup>U (rys. 5.28). Tak więc skład paliwa się zmienia, zmienia się reaktywność oraz rozkład strumienia neutronów. Zajmiemy się tu problemem **wypalania paliwa**, a więc zmiany ilości nuklidów rozszczepialnych w funkcji czasu pracy reaktora.

Nieco bardziej złożony charakter ma wypalanie  $^{238}\text{U}$ , które pokazuje rys. 5.29.



**Rys. 5.28 Wypalanie  $^{235}\text{U}$  do  $^{239}\text{Pu}$ . Na czerwono zaznaczono oba izotopy rozszczepialne. Przejścia poziome zachodzą w drodze reakcji (n, $\gamma$ ), pionowe - w drodze rozpadów  $\beta^-$ .**

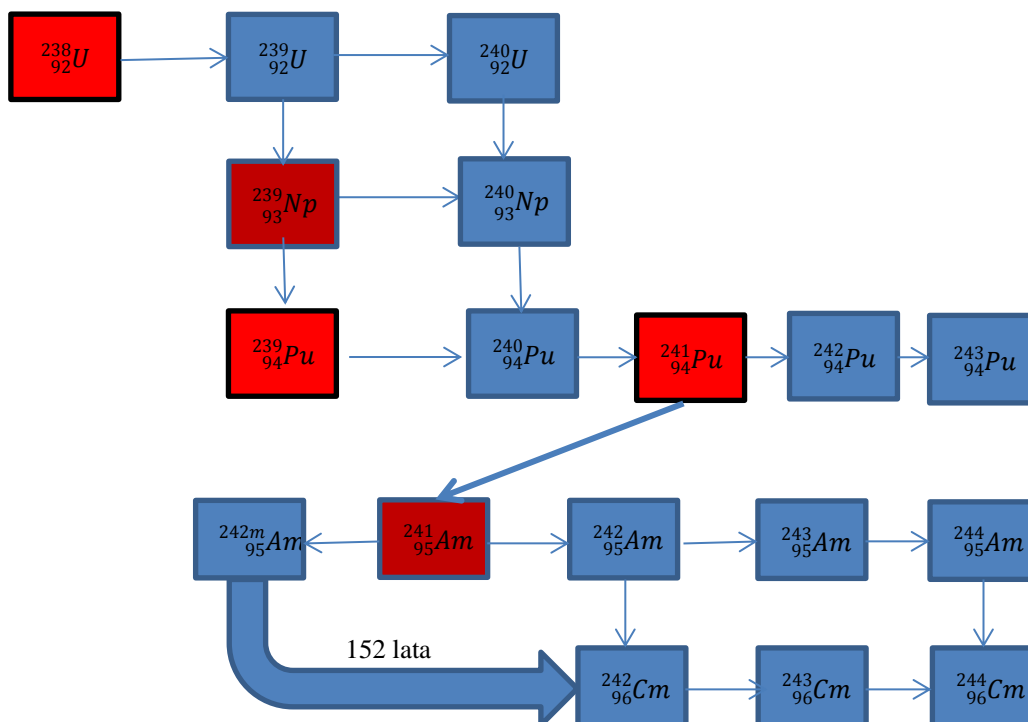
Napisanie równania różniczkowego opisującego ubywanie paliwa wskutek absorpcji neutronów jest stosunkowo proste. Jeśli średni w objętości rdzenia strumień neutronów wynosi  $\Phi(t)$ ,  $\sigma_a$  jest przekrojem czynnym na absorpcję prowadzącą do rozszczepienia plus przekrojem czynnym na wychwyty radiacyjny, a  $N$  - liczbą lub gęstością liczbową materiału paliwa, np.  $^{235}\text{U}$ , to

$$\frac{dN}{dt} = -\sigma_a N \Phi(t) \quad (5.67)$$

Gdyby strumień  $\Phi$  nie zmieniał się w czasie, rozwiązanie równania (5.67) byłoby bardzo proste:

$$N(t) = N(0)e^{-\sigma_a \Phi t} \quad (5.68)$$

i rozwiązanie to odnosiłoby się do obu izotopów uranu. Np. dla  $^{235}\text{U}$  mamy  $\sigma_a = 680$  b, a więc zakładając wartość strumienia  $0,52 \cdot 10^{14}$  n/cm<sup>2</sup>s czas, po którym połowa tego izotopu ulegnie wypaleniu wynosi  $\ln 2 / (\Phi \sigma_a) = 1,95 \cdot 10^7$  s.



Rys. 5.29 Wypalanie  $^{238}\text{U}$ . Na czerwono zaznaczono izotopy rozszczepialne plutonu, na bordowo zaś– silne pochłaniacze neutronów (trucizny). Warto zauważyć, że z  $^{241}\text{Am}$ , w drodze reakcji  $(n,\gamma)$ , tworzy się izotop  $^{242}\text{Am}$ , który może być w stanie metastabilnym (oznaczonym literką  $m$ ) albo będzie rozpadał się względnie szybko w drodze rozpadu beta. Podobnie jak na poprzednim rysunku, pionowe strzałki (i jedna ukośna) oznaczają rozpady beta, poziome – reakcje  $(n,\gamma)$ .

Procesowi wypalania towarzyszy nieuchronnie zmniejszenie reaktywności. W praktyce, jeśli chcemy utrzymać moc reaktora na stałym poziomie, szybkość rozszczepień musi być też stała, a więc musi być spełniony warunek

$$\sigma_a N(t)\Phi(t) = \sigma_a N(0)\Phi(0) \quad (5.69)$$

skąd, ze względu na małe wartości  $\sigma_a\Phi$ ,

$$\Phi(t) = \Phi(0)e^{\sigma_a \Phi t} \approx \Phi(0)(1 + \sigma_a \Phi(0)t), \quad (5.70)$$

co oznacza, że strumień powinien wzrastać liniowo w funkcji czasu, a to oznacza z kolei konieczność regularnego wysuwania z rdzenia prętów pochłaniających neutrony, używanych do sterowania poziomem mocy reaktora.

**Wypalenie paliwa**, oznaczane symbolem  $W$ , definiowane jest jako średnie wypalenie paliwa podczas jednej kampanii paliwowej, a więc czasu przebywania elementów paliwowych w reaktorze. Definicja ilościowa jest następująca:

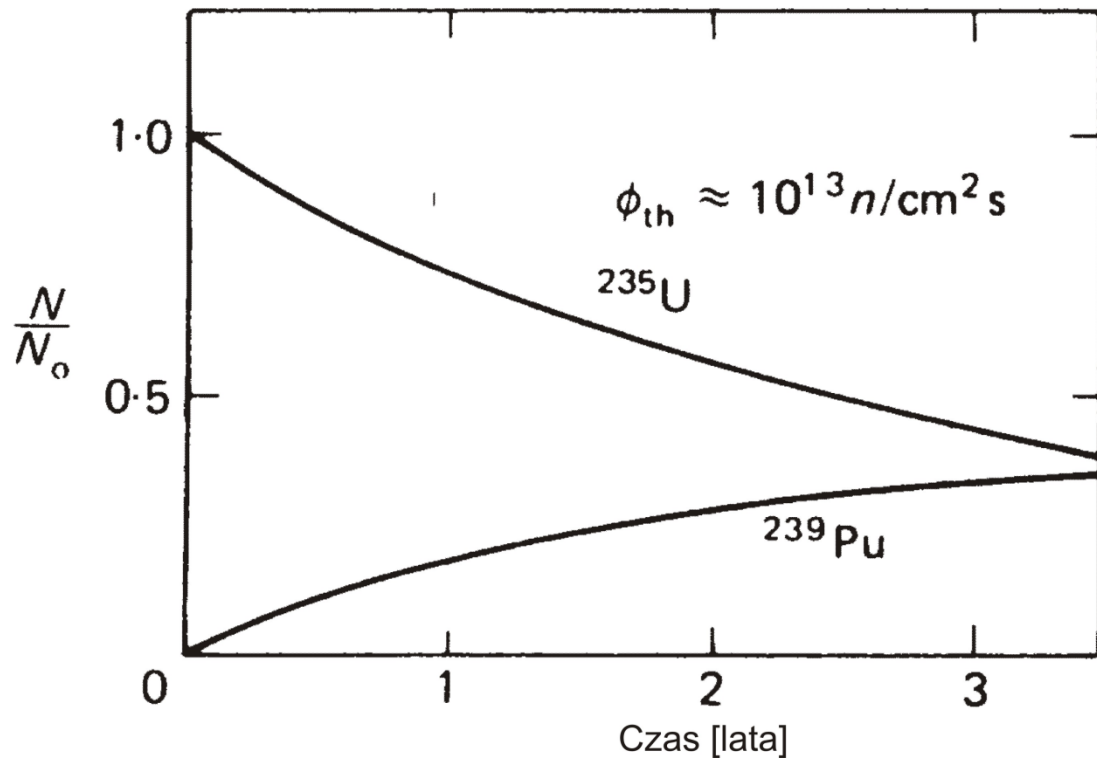
$$W = \frac{Q}{m_r}, \quad (5.71)$$

gdzie  $Q$  jest energią cieplną wytworzoną w czasie  $t$  [dni pracy reaktora] przy mocy  $P$  [MW], a więc  $Q = P \cdot t$  (np. energia wytworzona z rozszczepienia 1 grama  $^{235}\text{U}$  wynosi około 1,2 MWd),  $m_r$  - całkowitą masą paliwa w rdzeniu. Tak więc wypalenie mierzymy w megawatodobach na tonę lub kilogram paliwa. W reaktorach typu PWR, przy paliwie o wzbogaceniu ok. 4% i corocznej wymianie 1/3 paliwa na paliwo świeże, wypalenie wynosi około 50 MWd/kg. Oczywiście może być ono różne dla pojedynczego elementu paliwowego (kasety), a producenci starają się stworzyć kasety o możliwie wysokim osiągalnym wypaleniu, np. 70 MWd/kg.

Jak mieliśmy nieraz okazję mówić, w trakcie pracy reaktora powstaje rozszczepialny izotop  $^{239}\text{Pu}$ . Taki proces powstawania materiału rozszczepialnego nazywamy powielaniem i stanowi on podstawę działania reaktorów powielających. W typowym reaktorze PWR gromadzenie się plutonu w funkcji wypalenia przedstawione jest na rys. 5.30<sup>43</sup>. Liczba izotopów rozszczepialnych gromadzonych w paliwie wzrasta naturalnie ze wzrostem fluencji neutronów (liczby neutronów na jednostkę powierzchni).

---

<sup>43</sup> wg cytowanej już monografii J.Kubowskiego za wiedzą Autora



Rys. 5.30 W trakcie pracy skład izotopowy paliwa zmienia się: maleje zawartość  $^{235}\text{U}$ , ale wzrasta zawartość  $^{239}\text{Pu}$ . Wkład rozszczepień tego ostatniego izotopu jest istotny w dłużej pracującym reaktorze.



## 6. Elementy teorii transportu neutronów

### 6.1 Transport opisywany prawem Ficka

Na ruch neutronów w rdzeniu reaktora składa się wiele czynników: odbicia od jąder ośrodka, absorpcja, rozszczepienie obu izotopów uranu, wreszcie ucieczka z rdzenia. W każdej jednostce objętości liczba neutronów jest zależna od ich energii, miejsca, w którym chcemy je „zobaczyć”, a także kierunku ruchu neutronów. Rozkład neutronów w przestrzeni, czasie i energii opisuje *równanie transportu neutronów*, zwane też *równaniem Boltzmanna*. W rzeczywistości, równanie transportu jest na tyle skomplikowane, że znalezienie analitycznych rozwiązań jest możliwe w nielicznych przypadkach.

Najprostszym podejściem jest postrzeganie całości ruchu neutronów jako dyfuzji, podobnie jak to się dzieje w gazach. Równanie dyfuzji w gazach to słynne *prawo Ficka*, które wiąże relacją proporcjonalności prąd cząstek (tu – neutronów) z ich strumieniem, a ściślej mówiąc z gradientem ich strumienia. Zgodnie z tym prawem cząstki wpływają z obszarów w nie bogatszych do obszarów, w których jest ich mniej, a więc:

$$\vec{J}(\vec{r}, t) = -D\nabla\phi(\vec{r}, t) , \quad (6.1)$$

gdzie  $D$  jest tzw. *współczynnikiem dyfuzji*. Przy zakładanym ujemnym gradiencie prąd neutronów w jednostce czasu przez jednostkową powierzchnię prostopadłą do kierunku ruchu neutronów jest dodatni.

Dla rozważenia konsekwencji równania (6.1) przyjmujemy kilka założeń, a więc:

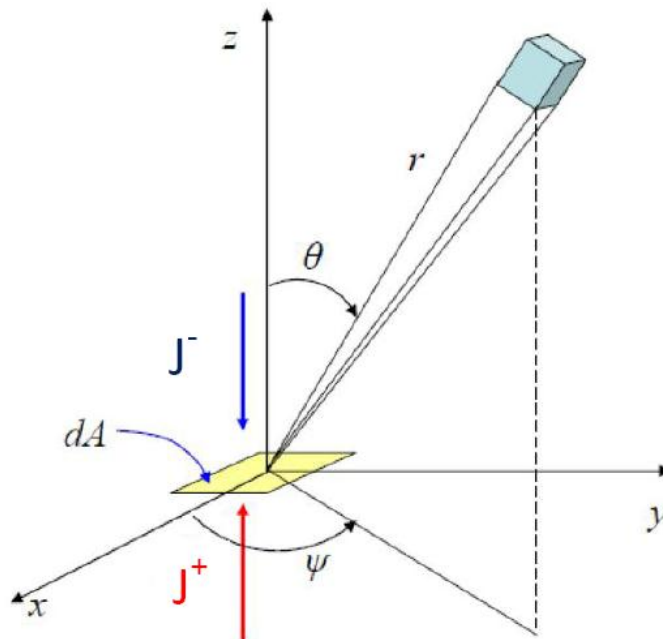
- w rozpatrywanym ośrodku nie ma dodatkowych źródeł neutronów, a ruch neutronów w każdym kierunku jest równie prawdopodobny (izotropowy rozkład gęstości neutronów);
- ośrodek jest nieskończony i jednorodny, a więc w każdym miejscu ośrodka przekrój czynny na rozpraszanie neutronów jest taki sam
- energia neutronów nie zmienia się w wyniku zderzeń
- po zderzeniu neutron przebiega średnią drogę swobodną  $\lambda_s$ , a jego tor odchyła się o kąt  $\theta$  od dotychczasowego, co oznacza, że po zderzeniu rzut drogi neutronu na pierwotny kierunek biegu wynosi  $\lambda_s \cos\theta$ . Co do drugiego kąta biegunowego, tu zakładamy, że rozpraszanie jest

izotropowe. Wynika stąd, że jeśli kolejne zderzenia zachodzą niezależnie, to w wyniku  $n$  kolejnych zderzeń suma rzutów kolejnych średnich dróg swobodnych będzie wynosiła

$$\lambda_{tr} = \sum_{n=0}^{\infty} \lambda_s (\overline{\cos\theta})^n = \frac{\lambda_s}{1-\bar{\mu}}, \quad (6.2)$$

gdzie  $\bar{\mu}$  oznacza średnią wartość  $\cos\theta$ . Tę możemy obliczyć łatwo obliczyć całkując wzór (5.14) po rozkładzie prawdopodobieństwa  $p(\theta)$ . Wynik całkowania dla przyjętego w rozdz. 5 rozkładu izotropowego jest następujący:

$$\bar{\mu} = \frac{2}{3A} \quad (6.3)$$



Rys. 6.1 Układ współrzędnych używany w obliczeniach

Jeśli przekrój czynny na rozpraszanie neutronów oznaczymy przez  $\Sigma_s$ , i będzie on niezależny od położenia neutronu, liczba neutronów rozpraszanych na dowolnym elemencie objętości  $dV$  wokół położenia  $\vec{r}$ , rys. 6.1, będzie wynosiła

$$\Sigma_s \phi(\vec{r}) dV = \Sigma_s \phi(\vec{r}) r^2 \sin\theta d\theta d\varphi dr \quad (6.4)$$

Wobec założonej izotropowości rozpraszania, liczba neutronów, które przejdą przez element powierzchni  $dA$  ulokowanej w płaszczyźnie  $xy$  (patrz rys. 3.4) wyniesie zatem:

$$\Sigma_s \phi(\vec{r}) dV \frac{dA \cos\theta}{4\pi r^2}, \quad (6.5)$$

gdzie  $dA \cos\theta$  jest po prostu rzutem płaszczyzny na kierunek prostopadły do  $\vec{r}$ , tworzącym z osią  $z$  kąt  $\theta$  i kąt azymutalny  $\varphi$ . Ponieważ na drodze  $r$  neutron oddziałuje z materią, do elementu płaszczyzny  $dA$  dociera tylko ułamek  $\exp(-\Sigma_{tot} r)$  neutronów. Dla prostoty rachunku możemy przyjąć, że absorpcja w układzie jest nieznaczna i całkowity przekrój czynny niewiele się różni od przekroju czynnego na rozpraszanie. Tak więc prąd w kierunku przeciwnym do zwrotu osi  $z$  wynosi:

$$J_z^- = \frac{\Sigma_s}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} \cos\theta \sin\theta d\theta \int_0^\infty dr e^{-\Sigma_{tot} r} \phi(\vec{r}) \quad (6.6)$$

Ponieważ założyliśmy niemal jednorodność rozkładu strumienia możemy funkcję podcałkową  $\phi(\vec{r})$  przybliżyć przez

$$\phi_0 + \left[ \frac{\partial \phi}{\partial z} \right]_0 r \cos\theta \quad (6.7)$$

gdzie wskaźnik „0” oznacza obliczanie pochodnej w początku układu współrzędnych, drugi wyraz zaś jest po prostu pierwszym rzędem rozwinięcia strumienia wzdłuż osi  $z$ . Małe zmiany strumienia w kierunkach prostopadłych zaniedbujemy. Przy takim założeniu całkowanie w równaniu (6.6) daje nam wynik

$$J_z^- = \frac{\phi_0 \Sigma_s}{4 \Sigma_{tot}^2} + \frac{\Sigma_s}{6 \Sigma_{tot}^2} \left( \frac{\partial \phi}{\partial z} \right)_0 \quad (6.8)$$

Ponieważ prąd wzdłuż osi  $z$  będzie miał identyczną postać jak (6.6), tyle że drugi wyraz wystąpi z minusem, całkowity prąd w kierunku  $z$  wynosi

$$J_z = J_z^+ - J_z^- = -\frac{\Sigma_s}{3\Sigma_{tot}^2} \left( \frac{\partial \phi}{\partial z} \right)_0 \quad (6.9)$$

W analogiczny sposób obliczymy wypadkowy prąd przez płaszczyzny leżące w płaszczyznach  $xz$  i  $yz$ . Łatwo zatem stwierdzić, patrz równanie (6.1), że współczynnik dyfuzji

$$D = \frac{1}{3} \frac{\Sigma_s}{\Sigma_{tot}^2} \quad (6.10)$$

W wypadku anizotropowego rozpraszania efektywny przekrój czynny należy poprawić na średnią wartość kosinusa kąta rozpraszania w układzie laboratoryjnym, wzór (5.14), którą oznaczmy przez  $\bar{c}$ . W wyniku scałkowania (5.14) po rozkładzie prawdopodobieństwa  $p(\theta)$  i przy założeniu, że ośrodek słabo pochłania neutrony, a zatem całkowity przekrój czynny jest prawie równy przekrójowi czynnemu na rozpraszanie, otrzymujemy

$$D = \frac{1}{3\Sigma_s(1-\bar{\mu})} = \frac{\lambda_s}{3(1-\bar{\mu})} \equiv \frac{\lambda_{tr}}{3} \quad (6.11)$$

Jeśli rozpraszanie nie jest izotropowe, jednak jego anizotropia jest umiarkowana, wzór (6.11) należy zastąpić przez:

$$D = \frac{1}{3\Sigma_s(1-\bar{\mu}) \left(1 - \frac{4}{5} \frac{\Sigma_a}{\Sigma_{tot}}\right)} \quad (6.12)$$

Współczynnik dyfuzji  $D$  podzielony przez przekrój czynny na absorpcję ma wymiar kwadratu długości, którą nazywamy **dlugością dyfuzji** i oznaczamy literą  $L$ :

$$L^2 = \frac{D}{\Sigma_a} = \frac{1}{3\Sigma_a\Sigma_s(1-\mu)} \quad (6.13)$$

Tabela 6.1 Parametry dyfuzji neutronów w moderatorach w temperaturze pokojowej<sup>44</sup>

Moderator	D [cm]	$\Sigma_a$ [cm <sup>-1</sup> ]	L [cm]	ML [cm]
H <sub>2</sub> O	0,144	0,0189	2,75	5,6
D <sub>2</sub> O	0,810	0,00007	161,0	11,0
Be	1,85	0,00053	21,2	9,2
Grafit	1,60	0,00031	52,5	18,7

Widać wyraźnie, jak większy przekrój czynny na absorpcję w lekkiej wodzie zmniejszył długość dyfuzji.

Dla uproszczenia dalszych obliczeń przyjmiemy szereg założeń. Podobnie, jak dotąd założymy, że mamy do czynienia z neutronami monoenergetycznymi, dla których wszystkie przekroje czynne będą wartościami średnimi, a ich rozkład kątowy jest izotropowy. Ponadto przyjmiemy, że absorpcja neutronów w ośrodku jest niewielka – dominuje rozpraszanie, przy czym rozpraszanie neutronów w układzie laboratoryjnym jest izotropowe. To ostatnie założenie jest całkiem sensowne dla ciężkich jąder, jednak w wypadku lekkich moderatorów (np. wodnych w reaktorach termicznych) trzeba wprowadzić będzie odpowiednie poprawki. Podobnie, założenie izotropowości rozkładu kąтового neutronów będzie dobre w obszarach oddalonych od wszelkich źródeł neutronów i silnych absorbentów oraz od granic ośrodka.

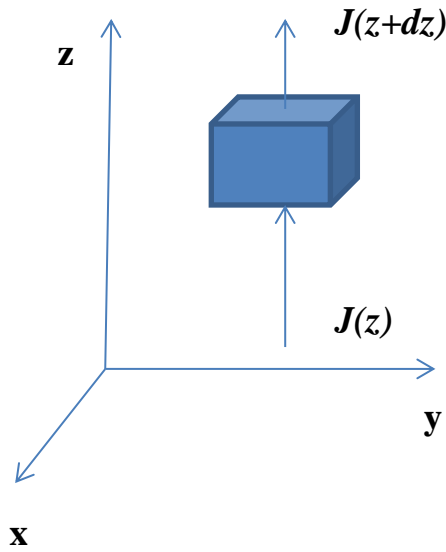
Przy takich założeniach tempo zmiany gęstości neutronów możemy obliczyć wg następującego schematu:

$$\frac{\partial n(\vec{r}, t)}{\partial t} = \text{szybkość z jaką neutrony dostarczane są do obszaru ze źródła} -$$

- tempo ich znikania wskutek absorpcji – ich ucieczka na boki.

Ostatni wyraz w powyższej relacji należy rozumieć jako ucieczki w kierunkach prostopadłych do rozpatrywanego biegu strumienia (rys. 6.2).

<sup>44</sup> Wg T. Jevremovic, *Nuclear Principles in Engineering*, Springer (2009)



**Rys. 6.2** Przepływanie neutronów przez element objętości  $dV = dx dy dz$

Napisaną wyżej relację zapiszemy więc w postaci równania:

$$\frac{\partial n(\vec{r}, t)}{\partial t} = S(\vec{r}, t) - \Sigma_a(\vec{r})\phi(\vec{r}, t) - \nabla \cdot J(\vec{r}, t), \quad (6.14)$$

gdzie ostatni wyraz to po prostu dywergencja prądu neutronów. Należy pamiętać, że gęstość neutronów w ośrodku jest nieporównywalnie mniejsza od gęstości jąder ośrodka i możemy z dobrym przybliżeniem przyjąć, że neutrony wpływają z miejsca o swej większej gęstości do miejsca o mniejszej neutronów. Stosując prawo Ficka równanie (6.14) przyjmie postać:

$$\frac{\partial n(\vec{r}, t)}{\partial t} = \frac{1}{v} \frac{\partial \phi(\vec{r}, t)}{\partial t} = S(\vec{r}, t) - \Sigma_a(\vec{r})\phi(\vec{r}, t) - \nabla \cdot [-D(\vec{r})\nabla\phi(\vec{r}, t)], \quad (6.15)$$

gdzie  $v$  jest prędkością neutronów. Ponieważ przyjęliśmy założenie o homogeniczności ośrodka, współczynnik dyfuzji nie zależy od położenia i ostatni człon jest po prostu laplasjanem strumienia ( $\nabla^2\phi(\vec{r}, t)$ ) pomnożonym przez współczynnik dyfuzji. Jeśli dodatkowo przekrój czynny na rozpraszanie nie będzie zależał od położenia, równanie (6.15) przejdzie w tzw. **równanie Helmholtza**. *Nota bene*, równanie (6.15) równie dobrze opisuje transport ciepła oraz dyfuzję w gazach i materiałach.

W stanie stacjonarnym prawa strona równania (6.15) musi być równa zeru dla dowolnego czasu, a jeśli nie ma także źródeł neutronów taki stan będzie opisany równaniem

$$\nabla^2 \phi(\vec{r}) - \frac{\phi(\vec{r})}{L^2} = 0, \quad (6.16)$$

gdzie długość dyfuzji  $L$  została zdefiniowana w równaniu (6.13). Rozwiążemy teraz problem transportu neutronów w nieskończonych i skończonych ośrodkach<sup>45</sup>.

## 6.2. Ośrodek nieskończony. Punktowe i planarne źródła neutronów

Zacznijmy od sytuacji, w której mamy punktowe źródło neutronów, emitujące  $S$  neutronów/s we wszystkich kierunkach. Wykorzystując postać Laplasjanu we współrzędnych sferycznych równanie (6.16) zapiszemy w postaci:

$$\frac{d^2}{dr^2} \phi(\vec{r}) + \frac{2}{r} \frac{d}{dr} \phi(\vec{r}) - \frac{\phi(\vec{r})}{L^2} = 0, \quad (6.17)$$

którego rozwiązaniem jest

$$\phi(\vec{r}) = A_1 \frac{e^{-r/L}}{r} + A_2 \frac{e^{r/L}}{r} \quad (6.18)$$

gdzie stałe  $A_1$  i  $A_2$  należy wyznaczyć z warunków brzegowych. Ponieważ w miarę odchodzenia od źródła strumień neutronów musi maleć, więc stała  $A_2$  musi być równa zeru. Wyznaczenie pozostałej stałej jest trochę trudniejsze. Zgodnie z prawem Ficka prąd w odległości  $r$  od źródła wynosi

$$J = -D \frac{d\phi}{dr} = DA_1 e^{-r/L} \frac{1+r/L}{r^2} \quad (6.19)$$

<sup>45</sup> Pojawiający się operator Laplace'a ma różną postać w różnym układzie współrzędnych. I tak, w układzie kartezjańskim  $\nabla^2 \equiv \Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ , w układzie współrzędnych cylindrycznych  $\nabla^2 = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ , a we współrzędnych sferycznych  $\nabla^2 = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2}$

Całkowita liczba neutronów przechodzących przez sferę o promieniu  $r$  musi być  $4\pi r^2 J$  i w granicy  $r$  dążącego do zera musi być równa emisji neutronów ze źródła, a więc  $S$ . Zatem

$$S = \lim_{r \rightarrow 0} (4\pi r^2 J) = 4\pi D A_1, \quad (6.20)$$

skąd

$$A_1 = \frac{S}{4\pi D} \quad (6.21)$$

Ostatecznie

$$\phi(r) = \frac{S}{4\pi D} \frac{e^{-r/L}}{r} \quad (6.22)$$

Znając to rozwiązanie łatwo obliczyć średni kwadrat odległości, którą przebywa neutron przed zaabsorbowaniem. Jeśli przekrój czynny na absorpcję wynosi  $\Sigma_a$ , to w powłoce kulistej o promieniu  $r$  i grubości  $dr$  zostanie zaabsorbowanych  $4\pi r^2 \Sigma_a$  neutronów. Zatem

$$\overline{r^2} = \frac{\int_0^\infty (4\pi r^2 \Sigma_a) r^2 dr}{\int_0^\infty (4\pi r^2 \Sigma_a) dr} \quad (6.23)$$

Korzystając z równania (6.22), po wykonaniu całkowania otrzymujemy ostatecznie

$$\overline{r^2} = 6L^2 \quad (6.24)$$

Przed zaabsorbowaniem neutron na ogół przejdzie silnie meandrującą drogę, jako że będzie zderzał się z jądrami ośrodka i zmieniał kierunek swego ruchu. Jak widać ze wzoru (6.24) długość dyfuzji  $L$  jest po prostu miarą średniej odległości jaką przebywa neutron zanim zostanie pochłonięty.

Zastanówmy się teraz nad sytuacją, w której źródło neutronów jest planarne. W ośrodku o nieskończonych rozmiarach i przy źródle planarnym ale także nieskończenie dużym, możemy spodziewać się eksponencjalnego zaniku strumienia, jak to obliczyliśmy dla źródła punktowego. Jeżeli źródło emituje  $S$  neutronów/s, to biorąc pod uwagę emisję w jednej tylko



połowie płaszczyzny granicą prądu w miejscu źródła jest  $S/2$ . Rachunek pokazuje, że w takim wypadku

$$\phi(x) = \frac{SL}{2D} e^{-x/L} \quad (6.25),$$

gdzie  $x$  oznacza odległość od płaszczyzny źródła. Oczywiście analogiczny wynik otrzymamy dla strumienia rozchodzącego się po drugiej stronie płaszczyzny źródła. Spróbujmy teraz wykonać analogiczne obliczenia dla skończonych rozmiarów ośrodka.

### 6.3 Ośrodek o skończonych rozmiarach

Pierwszą rzeczą, na którą musimy zwrócić uwagę, to zmiana warunków brzegowych. Załóżmy, że neutron dyfunduje przez pewną granicę rozdzielającą dwa ośrodki materialne, które oznaczymy jako A i B. Na granicy strumienie i prądy neutronów w obu ośrodkach muszą być identyczne, a zatem:

$$\phi_{A_0} = \phi_{B_0} \quad (6.26)$$

$$-D_A \frac{d\phi_{A_0}}{dx} = -D_B \frac{d\phi_{B_0}}{dx} \quad (6.27)$$

gdzie wskaźnik „0” oznacza granicę. Pewnym problemem jest powiedzenie, co dzieje się na granicy ośrodka materialnego i próżni (ew. powietrza lub innego gazu). Jedyne, co możemy powiedzieć, to to, że w pewnej odległości strumień neutronów powinien zaniknąć. Odległość tę, oznaczaną przez  $d$  i nazywaną odległością ekstrapolowaną liniowo otrzymujemy przyjmując

$$\left( \frac{d\phi(x)}{dx} \right)_0 = -\frac{\phi_0}{d} \quad (6.28)$$

W zależności od teorii odległość  $d$  jest nieco różna. W teorii transportu wynosi ona  $0,71\lambda_{tr}$ , podczas gdy w teorii dyfuzji  $d = 2\lambda_{tr}/3$ , gdzie  $\lambda_{tr}$  jest, oczywiście, średnią drogą dla transportu neutronów.

Niech więc źródłem neutronów będzie płaszczyzna o nieskończonych rozmiarach, prostopadła do osi  $x$ , a rozmiar ośrodka w kierunku  $x$  będzie ograniczony do  $\pm a/2$ . Oznaczmy dalej, że zanik strumienia ma nastąpić w odległościach  $\pm a_0/2$  od płaszczyzny źródła. Równanie dyfuzji w niezerowej odległości od źródła jest znane:

$$\nabla^2 \phi(x) - \frac{\phi(x)}{L^2} = 0 \quad (6.29)$$

Rozwiązaniem ogólnym jest

$$\phi(x) = A_1 e^{-x/L} + A_2 e^{x/L} \quad (6.30)$$

Z warunku:

$$\phi(a_0/2) = 0 \quad (6.31)$$

Otrzymujemy

$$A_2 = -A_1 e^{-a_0/L} \quad (6.32)$$

Stałą  $A_1$  wyznaczymy jak poprzednio kładąc granicę prądu dla  $x=0$  za równą  $S/2$ :

$$\lim_{x \rightarrow 0} \left\{ -D \frac{d\phi(x)}{dx} \right\} = \frac{DA_1}{L} (1 + e^{a_0/L}) = \frac{S}{2} \quad (6.33)$$

Ostatecznie, z dala od źródła

$$\phi(x) = \frac{SL}{2D} \frac{\sinh\left[\frac{a_0 - 2|x|}{2L}\right]}{\cosh\left[\frac{a_0}{2L}\right]} \quad (6.34)$$

Na koniec rozpatrzmy sytuację, w której w przestrzeni  $\pm a/2$  mamy jednorodne źródło o natężeniu  $S$ , a na zewnątrz źródła jest próżnia. Równanie dyfuzji (6.29) trzeba będzie wtedy zmodyfikować i uwzględnić stałą emisję neutronów w tym obszarze:

$$\nabla^2 \phi(x) - \frac{\phi(x)}{L^2} + \frac{S}{D} = 0 \quad (6.35)$$

Rozwiązaniem szczegółowym powyższego równania jest strumień niezależny od położenia, a więc równy  $SL^2/D = S/\Sigma_a$ . Ogólne rozwiązanie problemu ma zaś postać:

$$\phi(x) = A_1 \sinh\left(\frac{x}{L}\right) + A_2 \cosh\left(\frac{x}{L}\right) + \frac{D}{\Sigma_a} \quad (6.36)$$

Symetria problemu wymaga, aby wypadkowy prąd przez płaszczyznę w  $x = 0$  był równy zero, a więc

$$\left[\frac{d\phi}{dx}\right]_0 = \left[\frac{A_1}{L} \cosh\left(\frac{x}{L}\right) + \frac{A_2}{L} \sinh\left(\frac{x}{L}\right)\right]_0 = 0 \quad (6.37)$$

Drugim warunkiem brzegowym jest znikanie strumienia w odległościach  $x = \pm a_0/2$ . Ostatecznie

$$\phi(x) = \frac{S}{\Sigma_a} \left\{ 1 - \frac{\cosh\left(\frac{x}{L}\right)}{\cosh\left(\frac{a_0}{2L}\right)} \right\} \quad (6.38)$$

Zauważmy, że w ośrodku nieskończonym, gdy  $a_0$  zmierza do nieskończoności, a więc nie ma żadnej ucieczki neutronów z ośrodka, strumień jest stały w całej przestrzeni i wynosi  $S/\Sigma_a$ .

#### 6.4 Ośrodek, w którym zachodzi mnożenie liczby neutronów

Rozwińmy nasze rozważania na ośrodek bardziej nas interesujący – ośrodek, w którym neutrony mogą wywoływać reakcje rozszczepienia, a więc opisujący już to, co dzieje się wewnątrz reaktora. Dla uproszczenia przyjmijmy, że reaktor stanowi jednorodną mieszaninę moderatora i paliwa. Przypomnijmy, że w reaktorze pracującym w stanie krytycznym (stacjonarnym) liczba neutronów powstających w rozszczepieniu równa jest liczbie neutronów pochłanianych w paliwie, moderatorze i uciekających z reaktora: tylko jeden z neutronów może wywołać kolejną reakcję rozszczepienia.

Dla opisu sytuacji w reaktorze wprowadzamy współczynnik mnożenia neutronów w ośrodku o nieskończonych rozmiarach:

$$k_{\infty} = \frac{\text{tempo tworzenia neutronów}}{\text{tempo pochłaniania neutronów}} \quad (6.39)$$

oraz efektywny współczynnik mnożenia, który uwzględnia tempo ucieczki neutronów z reaktora:

$$k_{ef} = \frac{\text{tempo tworzenia neutronów}}{\text{tempo pochłaniania neutronów} + \text{tempo ucieczki}} \quad (6.40)$$

Stosunek tych dwóch współczynników jest w tej sytuacji prawdopodobieństwem, że neutron nie ucieknie z układu -  $P_{nu}$ . Sama ucieczka jest, jak mówiliśmy, proporcjonalna do wielkości powierzchni reaktora, tworzenie neutronów zaś jest proporcjonalne do objętości, tak więc stosunek neutronów uciekających do tworzonych będzie odwrotnie proporcjonalny do liniowego rozmiaru reaktora (dla prostoty możemy przyjąć, że reaktor jest sześcianem). Jeśli chodzi o współczynnik (6.35), jest on zależny od bardzo wielu czynników: rodzaju paliwa, moderatora i chłodziwa. W wypadku neutronów termicznych możemy  $k_{\infty}$  oznaczać liczbę neutronów termicznych tworzonych w wyniku pochłonięcia neutronu, a zatem natężenie neutronów w dowolnym miejscu jednorodnego reaktora możemy opisać równaniem:

$$S(\vec{r}) = \bar{\Sigma}_a k_{\infty} \phi(\vec{r}) \quad (6.41)$$

Zakładając, jak dotąd, że mamy do czynienia z neutronami monoenergetycznymi, oraz że suma uciekających neutronów i absorbowanych musi być równa w stanie stacjonarnym liczbie produkowanych neutronów, nasze równanie na strumień neutronów ma postać:

$$-D\nabla^2 \phi(\vec{r}) + \bar{\Sigma}_a \phi(\vec{r}) = \bar{\Sigma}_a k_{\infty} \phi(\vec{r}) \quad , \quad (6.42)$$

które po przekształceniu przyjmuje postać:

$$\nabla^2 \phi(\vec{r}) + B^2 \phi(\vec{r}) = 0, \quad (6.43)$$

gdzie

$$B^2 \equiv \frac{k_{\infty}-1}{L^2} \quad , \quad (6.44)$$

gdzie

$$L^2 = \frac{D}{\Sigma_a} = \frac{1}{3\Sigma_s(1-\bar{c})\Sigma_a} \quad (6.45)$$

Wartość wielkości  $B$  wynika z rozwiązania równania (6.43) przy określonych warunkach brzegowych i nazywana jest **laplasjanem geometrycznym** (ang. *geometrical buckling*)<sup>46</sup>. Jeśli wielkość współczynnika nieskończonego mnożenia neutronów jest znana, można łatwo obliczyć wielkość  $B = B_m$ , którą w terminologii angielskiej nazywa się **laplasjanem materiałowym** (ang. - *material buckling*).

Ponieważ

$$k_{eff} = k_{\infty}P_{nu} \quad , \quad (6.46)$$

A w stanie stacjonarnym  $k_{eff} = 1$ , więc z równania (6.40) wynika, że

$$P_{nu} = \frac{1}{B_m L^2 + 1} \quad (6.47)$$

Obliczenie wartości odkształcenia materiałowego  $B_m$  nie jest specjalnie trudne jeśli zna się przekroje czynne na pochłanianie neutronów we wszystkich materiałach reaktora, a więc zarówno w paliwie (mieszanina izotopów  $^{235}\text{U}$  i  $^{238}\text{U}$ ) jak w moderatorze. Można pokazać, że jeśli za prędkość neutronów wybierze się prędkość najbardziej prawdopodobną wynikającą z rozkładu maxwellowskiego i założymy zależność  $1/v$  przekrojów czynnych na absorpcję od prędkości, przekrój czynny na absorpcję w mieszaninie paliwa o wzbogaceniu  $w$  będzie można obliczyć z relacji:

$$\Sigma_a = (N_{235}\sigma_{235} + N_{238}\sigma_{238} + N_m\sigma_m) \frac{\sqrt{\pi}}{2} \quad (6.48)$$

---

<sup>46</sup> Użyte tu określenie „laplasjan” nie ma nic wspólnego z operatorem laplasjanu, chodzi tu tylko o pewien współczynnik charakteryzujący geometrię i materiał reaktora

Dla przykładu rozpatrzmy reaktor w postaci płyty o nieskończonej powierzchni i rozmiarach  $\pm a/2$  w kierunku  $x$ . Na zewnątrz płyty zakładamy brak ośrodka, a więc brak także efektu neutronów powracających do reaktora po rozproszeniu na jądrach zewnętrznego ośrodka. Prąd powracających neutronów opisany wcześniej równaniem (6.6) musi być więc zero, tj.

$$\left(\frac{d\phi}{dx}\right)_0 = -\frac{\phi_0}{2D} = -\frac{\phi_0}{d} \quad (6.49)$$

gdzie druga równość wynika z założenia, że poza rozmiarami płyty strumień spada liniowo z odległością i znika w miejscu odległym o  $d$  od płyty. Widać więc, że

$$d = 2D = \frac{2}{3}\lambda_{tr}, \quad (6.50)$$

co sygnalizowaliśmy wcześniej. Z kolei dyfuzja neutronów wzdłuż osi  $x$  opisana jest równaniem

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} + B^2\phi = 0, \quad (6.51)$$

Którego rzeczywistym rozwiązaniem ogólnym jest

$$\phi = A_1 \cos(Bx) + A_2 \sin(Bx) \quad (6.52)$$

Ponieważ strumień musi być symetryczny względem środka ( $x=0$ ) i spadać do zera w odległościach  $\pm a_0/2$ , jedynym rozwiązaniem jest

$$\phi(x) = \phi_{max} \cos\left(\frac{n\pi}{a_0} x\right) \quad (6.53)$$

Wynika stąd, że pierwsze sensowne rozwiązanie daje wartość laplasjanu geometrycznego  $B_g = \pi/a_0$ . A zatem w stanie krytycznym

$$\frac{k_{\infty}-1}{L^2} = \left(\frac{\pi}{a_0}\right)^2 \quad (6.54)$$

W podobny sposób możemy wykonać obliczenie dla prostopadłościennego reaktora. W takim wypadku nasze równanie (6.51) trzeba zmienić na:

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} + B^2 \phi = 0 \quad (6.55)$$

Przy czym funkcję  $\phi(x,y,z)$  możemy poszukać w postaci z rozseparowanymi zmiennymi, tj.

$$\phi = \phi_1(x)\phi_2(y)\phi_3(z) \quad (6.56)$$

Otrzymamy wtedy:

$$\phi = \phi_{max} \cos\left(\frac{\pi}{a_0}x\right) \cos\left(\frac{\pi}{b_0}y\right) \cos\left(\frac{\pi}{c_0}z\right) \quad , \quad (6.57)$$

gdzie  $a_0$ ,  $b_0$  i  $c_0$  mają znaczenie podobne jak dotąd, tyle że odniesione do wszystkich trzech kierunków. Odkształcenie geometryczne dane jest wtedy równaniem:

$$B_g^2 = \left(\frac{\pi}{a_0}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{b_0}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{c_0}\right)^2 \quad (6.58)$$

Jeśli reaktor jest sferą, a promień, na którym strumień znika wynosi  $r_0$ , w analogiczny sposób można pokazać, że strumień zmienia się jak

$$\phi(r) = \frac{\phi_{max}}{r} \sin\left(\frac{\pi r}{r_0}\right) \quad (6.59)$$

a

$$B_g^2 = \left(\frac{\pi}{r_0}\right)^2 \quad (6.60)$$

Rozwiązanie problemu dla reaktora w kształcie walca jest równie łatwe. Równanie podstawowe i jego rozwiązania są następujące:

$$\frac{d^2 \phi(r,z)}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d\phi(r,z)}{dr} + \frac{d^2 \phi(r,z)}{dz^2} + B^2 \phi(r,z) = 0 \quad (6.61)$$

$$\Phi(r, z) = \Phi_{max} J_0\left(\frac{2.405r}{r_0}\right) \cos\left(\frac{\pi z}{z_0}\right) \quad (6.62)$$

$$B^2 = \left(\frac{2.405}{r_0}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{z_0}\right)^2, \quad (6.63)$$

gdzie  $J_0(x)$  oznacza funkcję Bessela zerowego rzędu.

W niniejszym opracowaniu przedstawiliśmy najprostszy schemat obliczeń pokazujących co dzieje się w reaktorze. Ograniczyliśmy się jednak do reaktorów jednorodnych, neutronów o jednej tylko prędkości i ich czysto dyfuzyjnego ruchu. Zakładaliśmy także, że strumień neutronów zmienia się w przestrzeni powoli, co w realnych sytuacjach nie musi być prawdziwe. W istocie rzeczy, prawo Ficka, które rozważaliśmy, pozostaje słuszne tylko w wypadku chaotycznego ruchu cząstek i słabej absorpcji. Również kwestia warunków brzegowych została potraktowana w sposób przybliżony: liniowa ekstrapolacja pokazująca znikanie strumienia w odległości ekstrapolowanej  $d$  jest, pamiętajmy, bardzo grubym przybliżeniem. W istocie rzeczy, gdyby poza reaktorem znajdowała się próżnia, nie byłoby powodów, aby natężenie neutronów opuszczających reaktor zmieniało się w funkcji odległości od reaktora.

### **Podziękowanie**

*Autor składa serdeczne podziękowanie za przeczytanie i konstruktywne uwagi pp. dr. Jerzemu Kubowskiemu i dr Krzysztofowi Andrzejewskiemu*