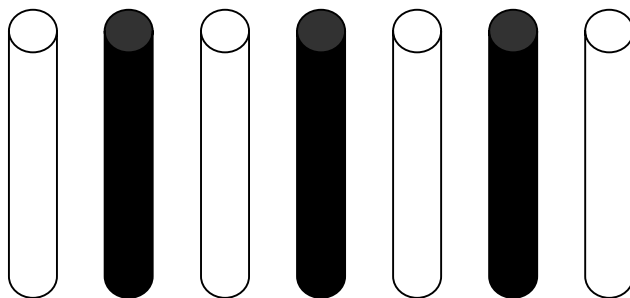


ROZDZIAŁ VI. PODSTAWY FIZYKI REAKTORÓW JĄDROWYCH¹

6.1 Elementy konstrukcyjne reaktora²

Z tego, co powiedzieliśmy w poprzednich rozdziałach możemy wywnioskować, w jakie podstawowe elementy musi być wyposażony reaktor jądrowy. Niewątpliwie podstawą jego działania jest wykorzystanie reakcji powielającej w sposób kontrolowany, tj. uniemożliwiający wybuch jądrowy. Oznacza to, że musimy dysponować paliwem jądrowym zgromadzonym w porcjach wystarczająco dobrze od siebie odseparowanych, aby nie było możliwą rzeczą zgromadzenie się w układzie masy krytycznej niezbędnej do spowodowania wybuchu jądrowego. Aby zwiększyć pewność tej sytuacji i móc korzystać z takiej energii wyzwolonej w reakcji powielającej, jaka jest nam potrzebna, pomiędzy elementy paliwowe należy wstawić inne, których zadaniem będzie pochłanianie neutronów. Jeśli pręty te, będą zanurzone pomiędzy elementami paliwowymi (rys. 6.1) dostatecznie głęboko, neutrony opuszczające element paliwowy nie będą miały szans na dotarcie do sąsiedniego pręta, tak więc całkowita energia wytwarzana przez taki układ będzie sumą stosunkowo niewielkich energii wyzwolanych samoistnie w indywidualnych elementach paliwowych.



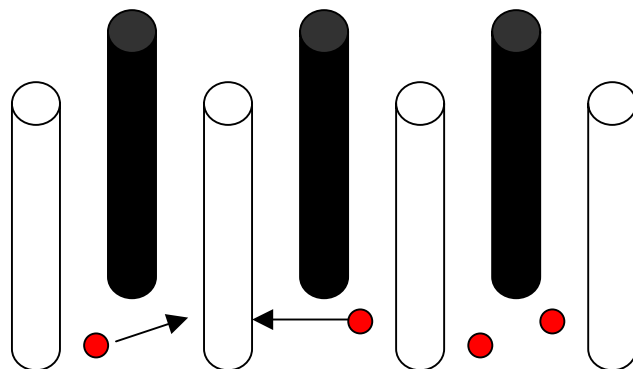
Rys. 6.1 Elementy paliwowe (jasne) przedzielane elementami pochłaniającymi neutrony (zacienionymi)

Gdy pręty pochłaniające neutrony, zwane *prętami sterującymi*, będziemy wyciągali do góry (rys. 6.2), możliwość komunikacji między prętami wzrośnie, a neutrony opuszczające poszczególne elementy paliwowe będą mogły wywoływać reakcje rozszczepienia w sąsiednich elementach paliwowych. Spowoduje to przyrost energii wytwarzanej w całym układzie.

Kilka prętów, konstrukcyjnie identycznych ze sterującymi, spełnia w reaktorze funkcję tzw. *prętów bezpieczeństwa*. Pręty te mają jedynie dwa 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.

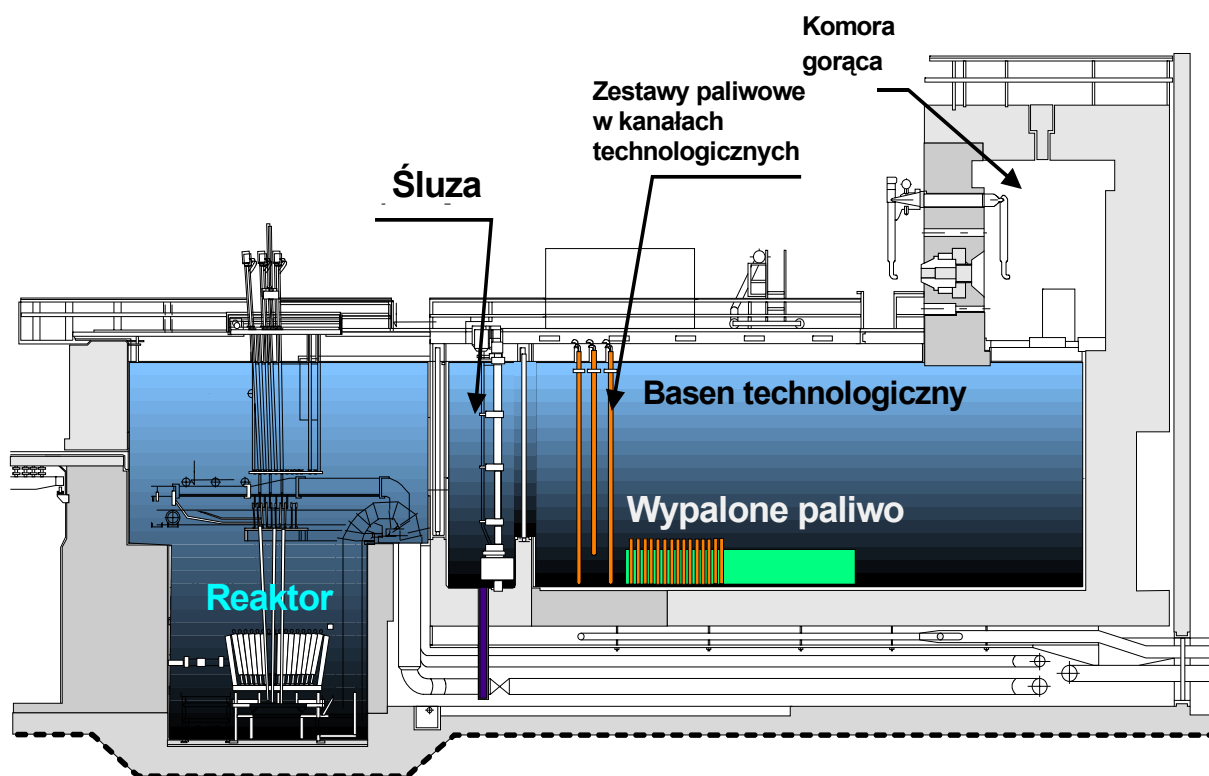
¹ Teorię reaktorów jądrowych można znaleźć np. w monografiach: S.Glasstone, M.C.Edlund, *Podstawy teorii reaktorów jądrowych*, PWN, Warszawa (1957) oraz M.Kiełkiewicz, *Teoria reaktorów jądrowych*, PWN, Warszawa (1987)

² Omawiamy tu głównie elementy konstrukcyjne reaktora termicznego.



Rys. 6.2 Gdy pręty sterujące zaczniemy wyciągać do góry, neutrony (czerwone) opuszczające elementy paliwowe będą mogły docierać do elementów sąsiednich i wywoływać w nich reakcje rozszczepienia

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*, o którym powiemy nieco dalej. W znacznej mierze pełni ona też rolę osłony przed promieniowaniem.



Rys. 6.3 Przekrój przez układ reaktora MARIA w Świerku

Na rys. 6.3 pokazany jest przekrój przez reaktor doświadczalny MARIA w Świerku. Jak widać, na instalację składają się dwa baseny. W basenie głównym (o głębokości ok. 10 m) zanurzony jest rdzeń reaktora, obok pokazany jest basen przechowawczy (technologiczny) na wypalone paliwo, oba baseny zaś przedzielone są śluzą wodną, wewnątrz której można wykonać różne operacje mechaniczne na wypalonym paliwie przenoszonym z basenu reaktora do basenu technologicznego.

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.

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 tę warstwę mają dużą szansę na czołowe zderzenie z jądrami zawartymi w niej atomów. 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.

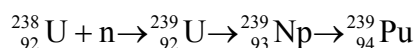
Reasumując: w konstrukcji reaktora wyróżniamy przede wszystkim:

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

Rozpatrzmy teraz krok po kroku składowe części reaktora.

6.2 Paliwo

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



(dwa ostatnie rozpady, to oczywiście rozpady β^- z okresami połowicznego zaniku odpowiednio 23,45 min i 2,3565 dnia). Przypomnijmy, że z tego względu o izotopach ^{232}Th i ^{238}U mówimy, że są *paliworodne*. ^{238}U jest zatem pierwiastkiem (izotopem) zarówno rozszczepialnym, jak i paliworodnym.

O ile rozszczepienie ^{235}U następuje z największym prawdopodobieństwem dla neutronów termicznych, rozszczepienie ^{238}U następuje dla neutronów o energiach wyższych od ok. 1,1 MeV. I nawet stosunkowo niewielki przekrój czynny na to rozszczepienie nie zmienia faktu, że w typowym reaktorze, w którym paliwo zawiera głównie ^{238}U , tworzy się ^{239}Pu . Warto zwrócić tu uwagę na fakt, że przeciętna liczba neutronów rozszczepieniowych przypadająca na jeden akt rozszczepienia ^{239}Pu , to ok. 2,9 neutronów, a więc więcej niż w wypadku ^{235}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.

^{239}Pu w wyniku pochłonięcia neutronu może się rozszczepić bądź przekształcić w ^{240}Pu . Ponieważ izotop ^{239}Pu ulega rozszczepieniom, w wyniku dłuższej pracy reaktora pozostaje w nim stosunkowo dużo ^{240}Pu i jest go tym więcej im dłużej paliwo pracuje w reaktorze. Zjawisko to jest, jak mówiliśmy, niepożądane z punktu widzenia militarnych zastosowań energii jądrowej. Z drugiej strony, efekt przekształcania się ^{238}U w ^{239}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*, omówimy w następnym rozdziale.

Sama technologia tworzenia paliwa składa się z kilku kroków. Wydobytą rudę, metodami górnictwymi lub przez wyflukiwanie pod ciśnieniem, kruszy się i poddaje działaniu kwasu, który rozpuszcza uran, a następnie sam uran odzyskujemy z roztworu. W końcowym etapie uzyskuje się z reguły koncentrat tlenku uranu U_3O_8 , który jest tą postacią, w jakiej sprzedawany jest uran. W następnym etapie należy rozdzielić izotopy uranu i wytworzyć paliwo wzbogacone w ^{235}U . O procesie wzbogacania uranu w ^{235}U mówiliśmy w poprzednim rozdziale. Odbywa się ono w fazie gazowej, przy wykorzystaniu z reguły gazowego heksafluorku uranu UF_6 . Ten, po wzbogaceniu, przekształcany jest w dwutlenek uranu UO_2 , z którego formuje się pastylki. Podstawowe paliwo może być także w postaci węglików uranu lub w postaci metalicznej. W tzw. reaktorach IV generacji stosowane jest paliwo w formie kulek, o czym powiemy w rozdziale VII.

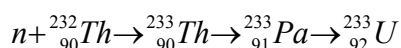
Istnieją reaktory, które nie wymagają wzbogaconego paliwa, jak np. kanadyjski reaktor CANDU. Reaktory te mogą więc pracować na naturalnym uranie. W takich wypadkach wystarcza przeprowadzenie U_3O_8 w UO_2 .

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 (w większości skał i gleb) 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 jest spotykany 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). Metaliczny tor 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.

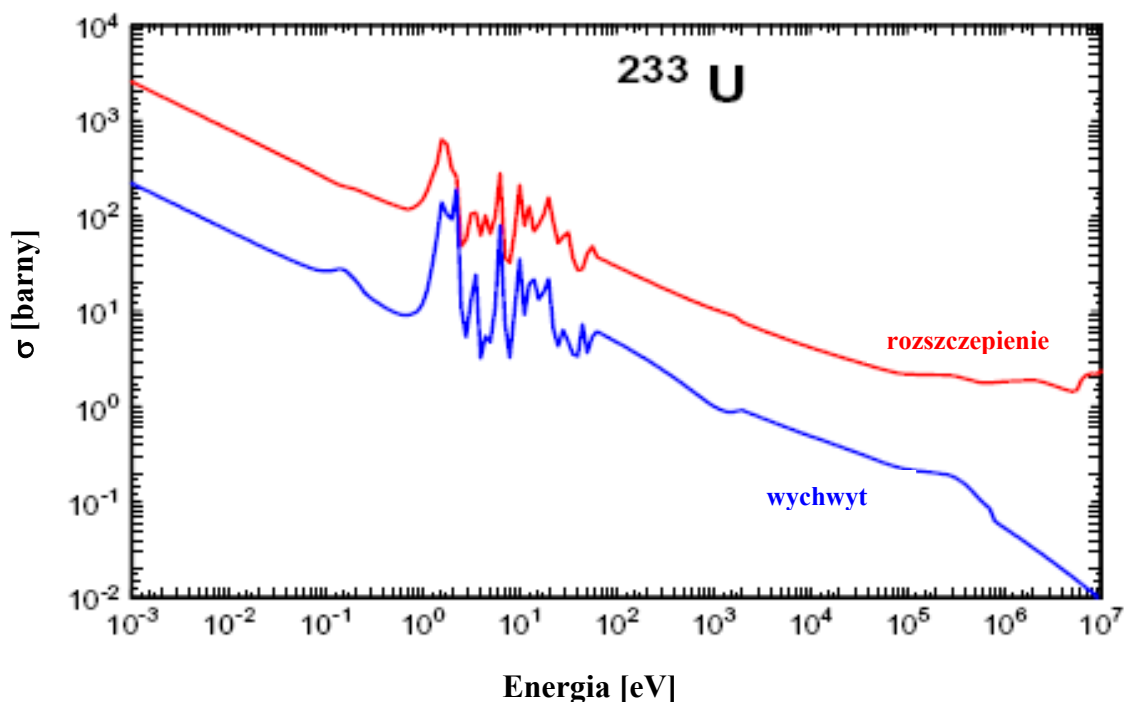
Jako paliwo reaktorowe (po transmutacji w ^{233}U) tor ma pewną zaletę polegającą na powstawaniu większej liczby neutronów rozszczepieniowych niż w wypadku ^{235}U czy ^{239}Pu .

Schemat reakcji neutronów z torem jest następujący:

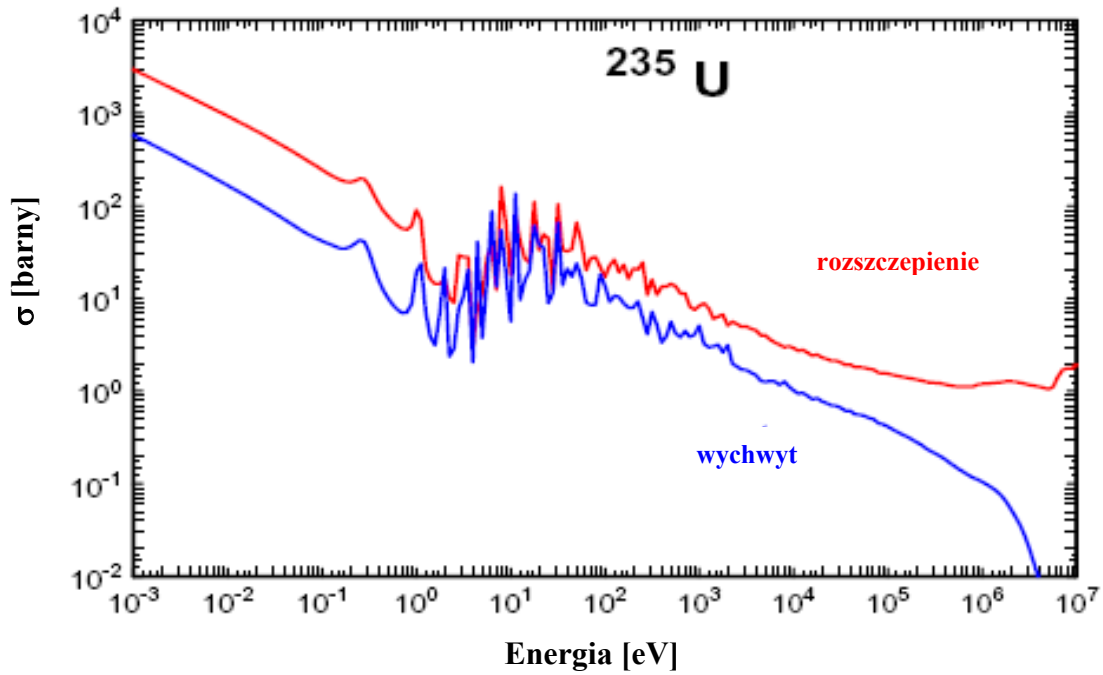


Co istotne, niemal cały tor znajdujący się w Ziemi może być użyty w reaktorze, podczas gdy, jak już mówiliśmy, zaledwie 0,7% uranu stanowi rozszczepialny ^{235}U . Oznacza to, że z tej samej masy pierwiastka można otrzymać kilkadziesiąt (ok. 40) razy większą energię w wypadku toru. O wykorzystaniu toru w pierwszych reaktorach będziemy mówili przy okazji omawiania zarówno różnych rodzajów reaktorów, jak i koncepcji spalania i transmutacji odpadów promieniotwórczych z reaktorów.

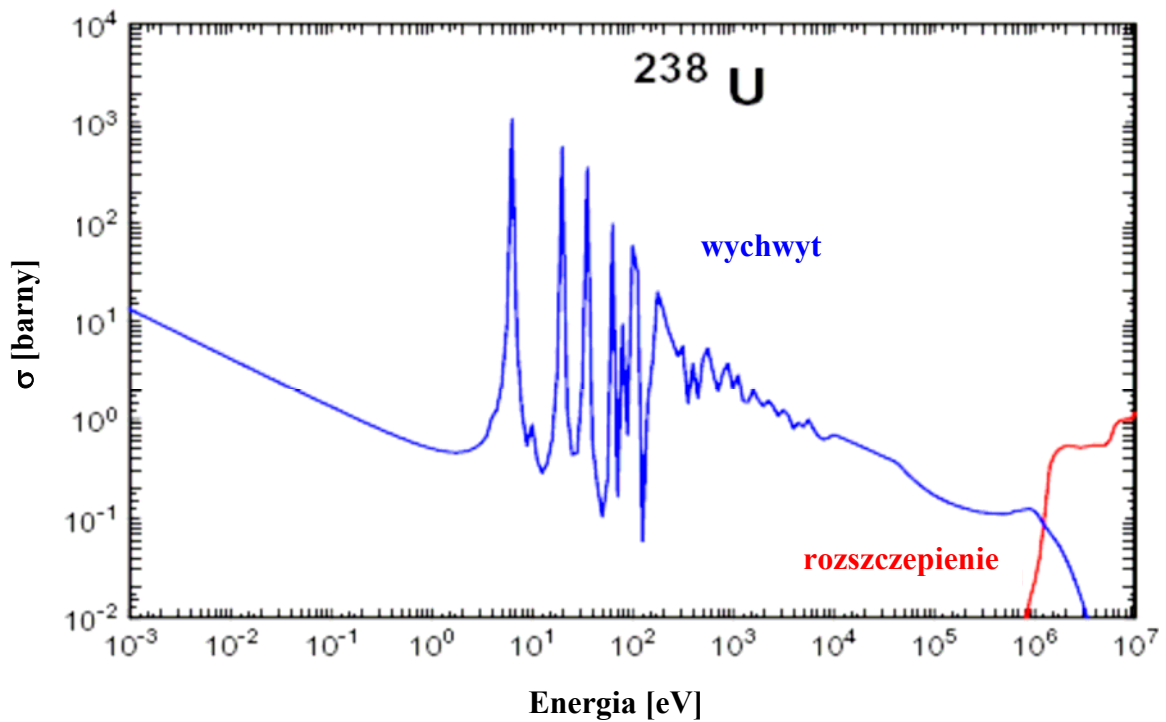
Kończąc ten paragraf przedstawiamy przekroje czynne na absorpcję i rozszczepienie wszystkich nuklidów, które nas interesują w kontekście paliwa reaktorowego, rys. 6.4 – 6.7.



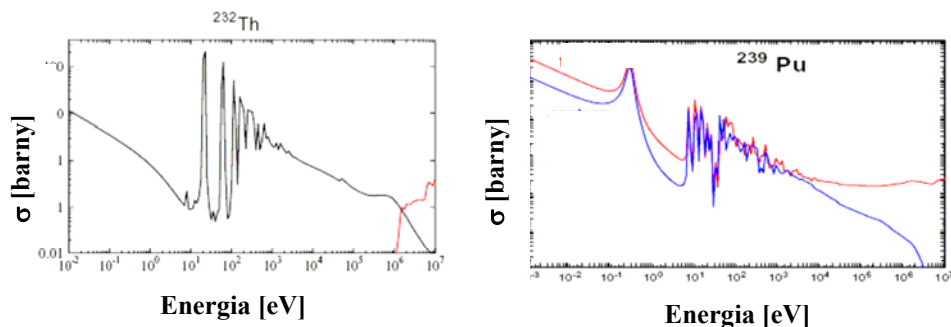
Rys. 6.4 Przekrój czynny na wychwyt neutronu i na rozszczepienie dla ^{233}U



Rys. 6.5 Przekrój czynny na wychwyt neutronu i na rozszczepienie dla ^{235}U



Rys. 6.6 Przekrój czynny na wychwyt neutronu i na rozszczepienie dla ^{238}U



Rys. 6.7 Przekrój czynny na wychwyt neutronu i na rozszczepienie dla ^{232}Th i ^{239}Pu (linie czerwone – rozszczepienie, linia czarna i niebieska – wychwyt)

6.3 Spowalnianie neutronów w moderatorze

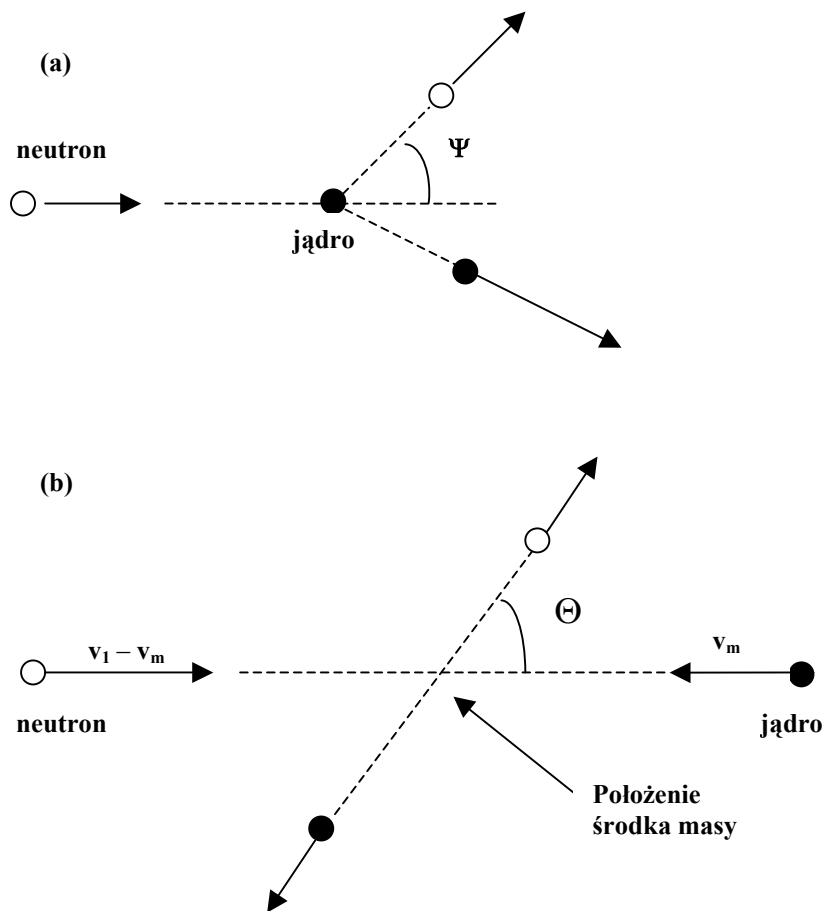
Ze względu na niskie przekroje czynne na rozszczepienie uranu-235 neutronami prędkimi, efektywne wykorzystanie neutronów każe spowalniać neutrony rozszczepieniowe. Spowolnienie następuje w wyniku sprężystego zderzenia neutronu z lekkim jądrem, a strata energii zależy od kąta rozproszenia. Materiały, w których neutrony się spowalniają 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.

6.3.1 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. 6.8.

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

$$v_m = \frac{v_1}{A+1}, \quad (6.1)$$



Rys. 6.8 Zderzenie neutronu z jądrem w układzie laboratoryjnym (a) i środka mas (b)

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, w układzie środka masy, pęd neutronu (masa jednostkowa) wynosi

$$p_{n1} = 1 \cdot \frac{Av_1}{A+1} \quad (6.2)$$

W tym układzie pęd jądra wynosi Av_m , jest równy co do wartości pędowi (6.2), lecz przeciwnie skierowany. Całkowity pęd układu przed zderzeniem jest więc równy zeru i z zasady zachowania pędu wynika, że tak być musi również po zderzeniu.

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

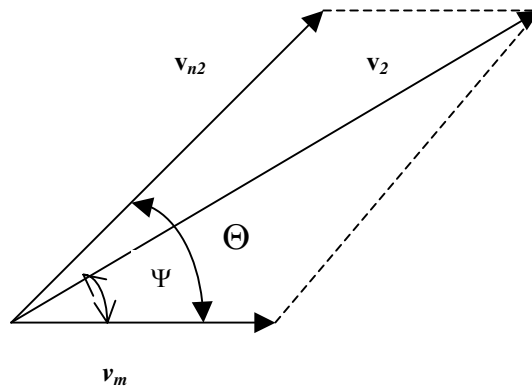
$$\frac{1}{2} \left(\frac{Av_1}{A+1} \right)^2 + \frac{1}{2} A \left(\frac{v_1}{A+1} \right)^2 = \frac{1}{2} p_{n2}^2 + \frac{1}{2} \frac{p_{n2}^2}{A} \quad (6.3)$$

skąd prędkość neutronu po zderzeniu wynosi

$$v_{n2} = \frac{Av_1}{A+1} \quad (6.4)$$

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 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. 6.9. Z prostych rozważań trygonometrycznych mamy więc:



Rys. 6.9 Obliczanie prędkości neutronu w układzie laboratoryjnym

$$v_2^2 = \frac{A^2 + 2A \cos \Theta + 1}{(A+1)^2} \cdot v_1^2 \quad (6.5)$$

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

$$\frac{E_2}{E_1} = \frac{v_2^2}{v_1^2} = \frac{A^2 + 2A \cos \Theta + 1}{(A+1)^2}, \quad (6.6)$$

a względna zmiana energii neutronu wynosi

$$\frac{\Delta E}{E_1} \equiv \frac{E_2 - E_1}{E_1} = -\frac{2A}{(A+1)^2} (1 - \cos \Theta) \quad (6.7)$$

Z wyniku (6.7) 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:

$$\frac{E_{2\min}}{E_1} = \left(\frac{A-1}{A+1} \right)^2 \equiv \alpha \quad (6.8)$$

Maksymalna względna zmiana energii przy jednokrotnym zderzeniu wynosi więc

$$\frac{(\Delta E)_{\max}}{E_1} = -\frac{4A}{(A+1)^2} \quad (6.9)$$

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

$$p(\Theta)d\Theta = \frac{d\Omega}{4\pi} = \frac{2\pi \sin \Theta d\Theta}{4\pi} = \frac{1}{2} \sin \Theta d\Theta \quad (6.10)$$

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

$$p(E_2)dE = p(\Theta) \frac{d\Theta}{dE} dE \quad (6.11)$$

Ze wzoru (6.6) możemy łatwo obliczyć pochodną $dE/d\Theta$:

$$\frac{dE}{d\Theta} = E_1 \cdot \frac{-2A \sin \Theta}{(A+1)^2} \quad (6.12)$$

Tak więc

$$p(E_2)dE = \frac{1}{2} \sin \Theta \cdot \left(-\frac{1}{E_1} \frac{(A+1)^2}{2A \sin \Theta} \right) dE = -\frac{(A+1)^2}{4AE_1} dE \quad (6.13)$$

Ponieważ neutron przy zderzeniu traci energię, prawa strona wzoru (6.13) jest dodatnia, jak być powinno. Porównując ten wynik z relacją (6.9) widać, że prawdopodobieństwo $p(E_2)$ jest odwrotnie proporcjonalne do maksymalnej wartości 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 Θ i Ψ jest następująca:

$$\cos \Psi = \frac{A \cos \Theta + 1}{\sqrt{A^2 + 2A \cos \Theta + 1}} \quad (6.14)$$

Istotnie, dla dużych wartości A widać, że oba kąty są bliskie sobie. Jeśli więc rozpraszanie w układzie neutronów na ciężkich jądrach jest kulisto-symetryczne w układzie środka masy, takim też pozostaje w układzie laboratoryjnym.

6.3.2 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:

$$\xi \equiv \langle \ln E_1 - \ln E_2 \rangle = \frac{\int_{E_1}^{\alpha E_1} \ln \left(\frac{E_1}{E_2} \right) p(E_2) dE}{\int_{E_1}^{\alpha E_1} p(E_2) dE}, \quad (6.15)$$

gdzie współczynnik α określa maksymalną możliwą energię neutronu po zderzeniu i został zdefiniowany w równaniu (6.8). Mianownik (6.15) jest, jak mówiliśmy, równy jedności. Obliczenie całki w liczniku nie jest trudne, gdyż kładąc $x = E_2/E_1$ mamy

$$\xi = \frac{1}{1-\alpha} \int_1^{\alpha} \ln x dx = 1 + \frac{\alpha}{1-\alpha} \ln \alpha = 1 + \frac{(A-1)^2}{2A} \ln \frac{A-1}{A+1} \quad (6.16)$$

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: moderator. 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.

Wynik (6.16) możemy dla $A \geq 2$ nieźle przybliżyć przez

$$\xi = \frac{2}{A + \frac{2}{3}} \quad (6.17)$$

Tablica 6.1 podaje wartości średniego logarytmicznego dekrementu energii dla różnych ośrodków monoizotopowych. 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

$$N_c = \frac{1}{\xi} \ln \frac{2 \cdot 10^6}{25 \cdot 10^{-3}} \approx \frac{18,2}{\xi} \quad (6.18)$$

Tabela 6.1 Wartości średniego logarytmicznego dekrementu energii dla różnych izotopów

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

Jak wynikałoby ze wzoru (6.18), im wartość ξ jest większa, tym liczba zderzeń potrzebnych do spowolnienia neutronu będzie mniejsza, a więc moderator z materiału o dużej wartości ξ będzie efektywniejszy (oczywiście takie rozumowanie może dotyczyć tylko danego stosunku E_1/E_2). W praktyce jednak należy uwzględniać 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 Σ_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^3 , nazywamy *makroskopową zdolnością spowalniania*.

Oznaczając gęstość moderatora przez ρ , liczbę atomową jako A , a mikroskopowy przekrój czynny na rozpraszanie na jednym jądrze przez σ_s , naszą makroskopową zdolność spowalniania obliczymy więc ze wzoru:

$$S = \xi \cdot N_{Av} \rho \sigma_s / A \equiv \xi \cdot \Sigma_s, \quad (6.19)$$

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 Σ_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*:

$$S_s = \frac{S}{\Sigma_a} \quad (6.20)$$

Wartości makroskopowej zdolności spowalnicza oraz jego skuteczności podane są w Tabeli 6.2. 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 ξ , gdyż spowalniane neutrony mają różne energie i są także spowalniane do różnych energii. Niemniej jednak nawet przybliżone liczby podane w Tabeli 6.2 oddają stopień przydatności danej substancji jako moderatora.

Tab. 6.2 Właściwości niektórych moderatorów

Moderator	S [cm ⁻¹]	S _s
H ₂ O	1,53	72
D ₂ O	0,370	12 000
He ^{*)}	1,6·10 ⁻⁵	83
Be	0,176	159
C	0,064	170

^{*)} 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 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:

$$u = \ln \frac{E_0}{E} \quad (6.21)$$

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

$$\Delta u = u_2 - u_1 = \ln \frac{E_1}{E_2} \quad (6.22)$$

Wielkość u nazywamy *letargiem*, a wzór (6.22) 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 Δu musi zawsze doznać średnio takiej samej liczby zderzeń, niezależnie od posiadanej energii (ściśle biorąc jest to słuszne w przybliżeniu sferycznej symetrii rozpraszania, kiedy to ξ jest niezależne od energii neutronu), a po drugie, energię neutronu można przedstawić jako zanikającą wykładniczo z letargiem:

$$E = E_0 e^{-u} \quad (6.23)$$

Rozpatrzmy na koniec *średnią drogę swobodną*, tj. średnią długość odcinka przebywanego przez neutron pomiędzy zderzeniami. Jeśli rozpatrzemy strumień neutronów nv biegnący w kierunku, powiedzmy, x , to w wyniku rozproszenia ubędzie z wiązki o jednostkowym przekroju poprzecznym

$$-d(nv) = nv \Sigma_s dx \quad (6.24)$$

neutronów (dla przypomnienia: n oznacza tu gęstość neutronów!). Względna zmiana strumienia neutronów wyniesie zatem:

$$\frac{d(nv)}{nv} = -\Sigma_s dx, \quad (6.25)$$

co po scałkowaniu daje zależność strumienia od przebytej odległości x :

$$nv = (nv)_0 e^{-\Sigma_s x} \quad (6.26)$$

Wstawiając ten wynik do równania (6.24) widzimy, że na elemencie drogi dx po przebyciu drogi x od jakiegoś miejsca zerowego, dla którego przyjęliśmy $x = 0$, z nuklidami spowalnicza zderzyło się $-d(nv)$ neutronów. Łączna droga przebyta przez te neutrony wynosi

$$\lambda = x(nv)_0 \Sigma_s e^{-\Sigma_s x} dx \quad (6.27)$$

Wynika stąd, że łączną drogę przebytą przez wszystkie $(nv)_0$ neutronów padających w punkcie $x = 0$ w jednostce czasu na jednostkową powierzchnię prostopadłą do kierunku x możemy obliczyć jako całkę z wyrażenia (6.27) dla x od zera do nieskończoności, o ile tylko nasz ośrodek przyjmujemy za nieskończony. A zatem, średnia odległość przebywana przez neutron pomiędzy zderzeniami wynosi:

$$\lambda_s = -\frac{\int_0^{\infty} x d(nv)}{\int_0^{\infty} d(nv)} = \frac{\int_0^{\infty} x e^{-\Sigma_s x} dx}{\int_0^{\infty} e^{-\Sigma_s x} dx} = \frac{1}{\Sigma_s} \quad (6.28)$$

6.4 Rozkład Maxwella – Boltzmann

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 – Boltzmann. Gdy n jest całkowitą liczbą neutronów w układzie, to liczba dn neutronów o energiach z przedziału $(E, E+dE)$ wynosi:

$$\frac{dn}{n} = \frac{2\pi}{(\pi kT)^{3/2}} e^{-E/kT} E^{1/2} dE \quad (6.29)$$

W powyższym rozkładzie T oznacza temperaturę ośrodka, a k – stałą Boltzmann³.

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. 6.10. Typowe przesunięcie widma odpowiada temperaturze ok. 70 K.

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

$$dn = n(E)dE, \quad (6.30)$$

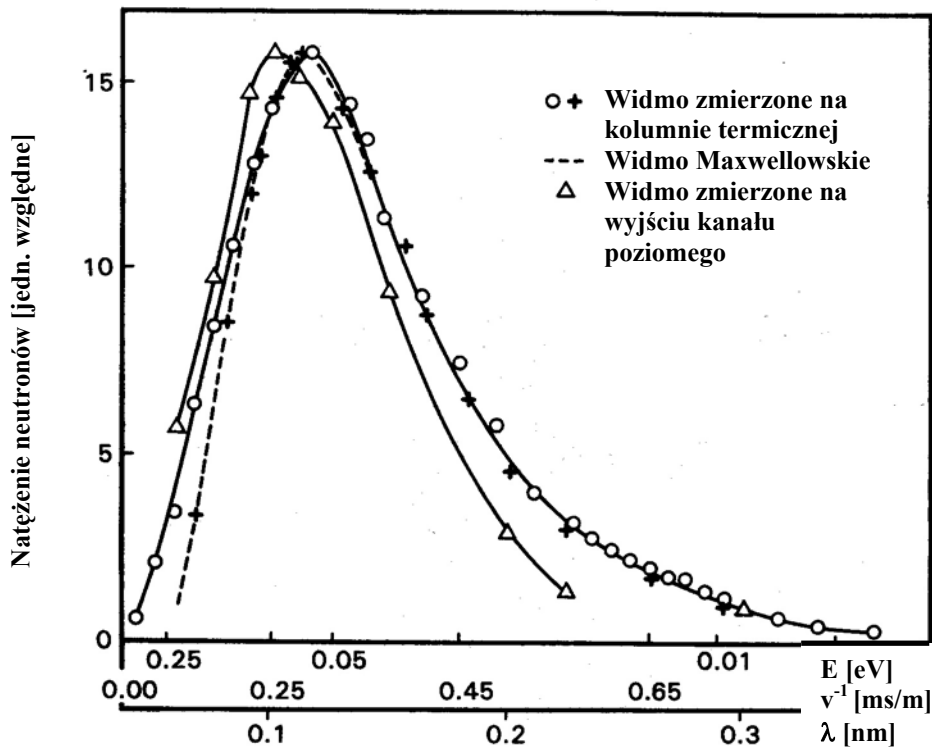
a więc

$$\frac{n(E)}{n} = \frac{2\pi}{(\pi kT)^{3/2}} e^{-E/kT} E^{1/2} \quad (6.31)$$

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

³ $k=8,61 \cdot 10^{-15}$ eV/K

$$\frac{n(v)}{n} = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} v^2 e^{-mv^2/2kT} \quad (6.32)$$



Rys. 6.10 Rzeczywiste widmo neutronów z reaktora mierzone na wyjściu tzw. kolumny termicznej (otwarte kółka) oraz na wyjściu typowego kanału poziomego (trójkąty) i rozkład Maxwella-Boltzmanna odpowiadający temperaturze moderatora (krzyżyki)

Różniczkując (6.32) względem prędkości i przyrównując pochodną do zera otrzymujemy najbardziej prawdopodobną prędkość neutronów:

$$v_0 = \sqrt{\frac{2kT}{m}}, \quad (6.33)$$

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.

6.5 Współczynnik mnożenia w reaktorze

Omówimy tu jedynie sytuację w reaktorze pracującym w oparciu o rozszczepienie uranu-235 neutronami termicznymi. Reaktor taki, nazywany *reaktorem termicznym*, nie jest jedyny i na jego drugim biegunie znajduje się *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 szczególnie reaktor 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 ν neutronów. Ze względu na pochłanianie, które nie prowadzi do rozszczepienia, liczba ta będzie niższa od 2,4 i równa:

$$\eta = \nu \frac{\Sigma_f}{\Sigma_p}, \quad (6.34)$$

gdzie Σ_f oznacza makroskopowy przekrój czynny na rozszczepienie neutronami powolnymi (liczba ^{235}U na jednostkę objętości razy przekrój czynny na rozszczepienie), a Σ_p oznacza całkowity przekrój czynny na pochłanianie neutronów we wszystkich procesach (a więc reakcjach (n,γ) i rozszczepienia). W tabeli 6.3 podajemy interesujące nas przekroje czynne. I tak dla ^{235}U i neutronów termicznych $\nu=2,46$, a $\eta=2,08$.

Tab. 6.3. Mikroskopowe przekroje czynne na rozszczepienie, wychwyt radiacyjny i rozpraszanie neutronów termicznych w uranie

Izotop	Rozszczepienie [b]	Wychwyt radiacyjny [b]	Rozpraszanie [b]
^{235}U	549	101	8,2
^{238}U	0	2,8	8,2
uran naturalny	3,92	3,5	8,2

W wyniku opisanego wyżej procesu otrzymujemy zatem $n \cdot \eta$ neutronów rozszczepieniowych, 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 ε , który nazywamy *współczynnikiem rozszczepienia* 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 $n\eta\varepsilon$. Dla uranu naturalnego $\varepsilon \approx 1,03$, a dla uranu silnie wzbogaconego w izotop ^{235}U współczynnik ten staje się bardzo bliski jedności.

Z liczby $n\eta\varepsilon$ neutronów prędkich tylko część ulegnie termalizacji. Inne ulegną 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^4 neutronów termicznych zostanie w dalszej kolejności pochłonięty w samym paliwie i będzie zatem użyteczny dla dalszych rozszczepień. Wielkość f nazywamy *współczynnikiem wykorzystania cieplnego* neutronów. Tak więc stosunek liczby neutronów użytecznych w danym pokoleniu do neutronów poprzedniego pokolenia wynosi

$$k = k_{\infty} = \frac{n\eta\epsilon pf}{n} = \eta\epsilon pf \quad (6.35)$$

Powyższe równanie definiuje nam *współczynnik mnożenia* (dla układu nieskończonego) neutronów w reaktorze i nazywane jest często *wzorem czterech czynników*.

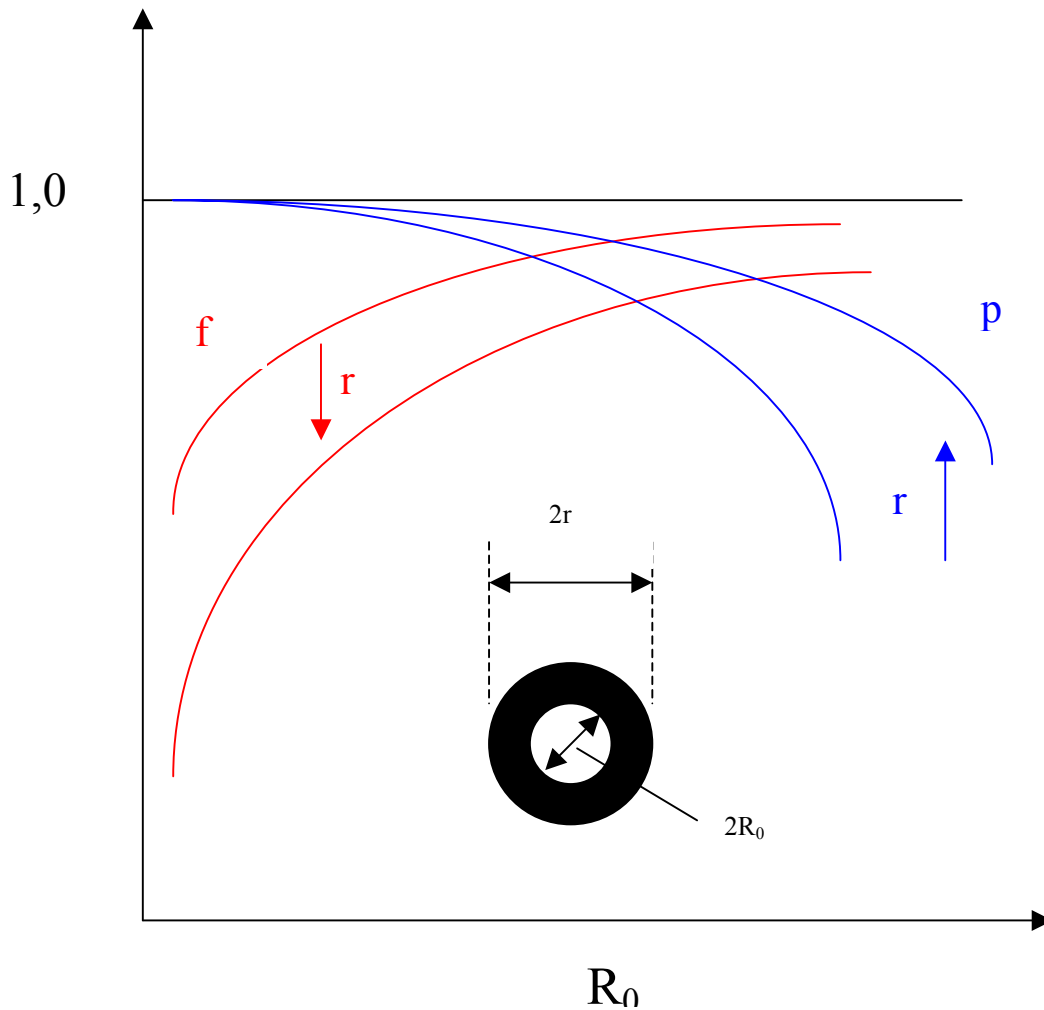
Warunkiem podtrzymywania reakcji łańcuchowej w układzie nieskończonym, dla którego powyższe rozważania były prowadzone, jest aby współczynnik mnożenia był równy jedności. Gdyby paliwem reaktora był jedynie uran-235, współczynniki ϵ i p byłyby równe jedności i wtedy mielibyśmy $k = \eta f$.

Współczynniki η i ϵ charakteryzują dany rodzaj paliwa, natomiast wielkości p i f zależą od stosunku ilości paliwa i moderatora. Zależności te pokazujemy schematycznie na rys. 6.11. Z naturalnych względów chcielibyśmy, aby były one jak największe, jednak łatwo zauważyć, że im będziemy mieli 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 η .

W praktyce wymiary reaktora muszą przewyższać rozmiary krytyczne, co wiąże się z koniecznością przekraczania warunków krytyczności w chwili 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*.

Aby zorientować się w problemie otrzymania stanu stacjonarnego w reaktorze warto zwrócić uwagę na bilans neutronów w uranie naturalnym. Bilans ten przedstawia Tabela 6.4. Wynika z tej tabeli, że aby uzyskać kolejne 100 rozszczepień, musimy dysponować 256 neutronami, gdyż tylko 100 z nich podtrzyma reakcję powielającą.

⁴ 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; σ_{ai} jest przekrojem czynnym na absorpcję w i-tym izotopie uranu



Rys. 6.11 Zależność prawdopodobieństwa uniknięcia wychwytu rezonansowego (p) i współczynnika wykorzystania ciepłego (f) od promienia pręta paliwowego (R_0) dla różnych promieni (r) moderatora wokół pręta.

Tabela 6.4 Bilans strat neutronów w reaktorze pracującym na uranie naturalnym dla przeciętnej liczby stu rozszczepień

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

6.6 Reflektor

Otrzymany wyżej współczynnik mnożenia został wyprowadzony przy cichym założeniu, że nasz ośrodek jest nieskończony. W praktyce jednak jest inaczej i musimy umieć 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 $k = 1$ lecz sytuacji, w której w wyniku pochłonięcia neutronu termicznego w każdym kolejnym pokoleniu zachowany będzie 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. Ostatecznie warunek krytyczności reaktora ma postać

$$k_{ef} = kP = 1 \quad (6.36)$$

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 prędko 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_{∞} , to wartość efektywna tego współczynnika w reaktorze o skończonym rozmiarze będzie

$$k_{ef} = k_{\infty} P_{pr} P_{term} \quad (6.37)$$

Teoria dyfuzji daje nam następujące relacje:

$$P_{pr} = e^{-B^2\tau} \quad (6.38)$$

oraz

$$P_{term} = \frac{1}{1 + B^2L^2}, \quad (6.39)$$

gdzie B jest pewnym parametrem o wymiarze odwrotności długości, zależnym od rozmiarów i geometrii reaktora, a wielkość τ jest tzw. *wiekami neutronu*, zdefiniowanym jako kwadrat *długości spowalniania neutronów szybkich*, a więc pewnej średniej długości, na której neutron szybki ulega spowolnieniu do energii termicznych. Tabela 6.4 podaje wiek neutronu dla kilku moderatorów.

Tab. 6.4 Wiek neutronu dla wybranych moderatorów

Moderator	τ [cm ²]
H ₂ O	33
D ₂ O	120
Be	98
C (grafit)	300

Wielkość L w równaniu (6.39) 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:

$$L^2 = \frac{1}{2} \lambda_t \lambda_a, \quad (6.40)$$

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

Tabela 6.5 podaje wartości współczynników B^2 dla kilku kształtów reaktora.

Tab. 6.5 Wartości parametru B^2 dla kilku kształtów reaktora⁵

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

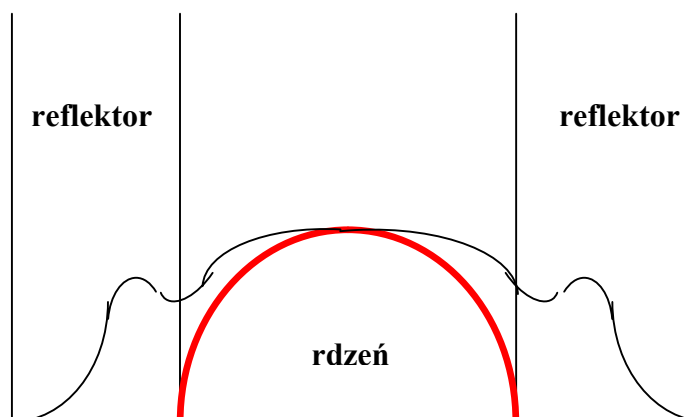
Istnieje jednak stosunkowo prosty sposób na zmniejszenie ucieczki neutronów. Jest nim otoczenie reaktora odpowiednim materiałem, który charakteryzuje się małym przekrojem czynnym na pochłanianie neutronów, a będącym w stosunkowo dużej ilości, aby prawdopodobieństwo zderzenia neutronu z jądrem tego materiału i wstecznego rozproszenia neutronu było duże. Materiał taki nosi nazwę *reflektora* neutronów. Typowym materiałem na

⁵ S.Szczeniowski, *Fizyka Doświadczalna, cz. V.2 Fizyka jądrowa*, PWN, Warszawa (1960)

reflektor jest grafit, beryl itp. 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. 6.12. Charakterystyczne maksima strumienia, naszkicowane na tym rysunku, można otrzymać ze szczegółowej analizy⁶, która jest poza obszarem zainteresowania niniejszego wykładu. W skrócie, taki rozkład mówi, że szereg neutronów termalizuje się dopiero w reflektorze.

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 Σ_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.6.12. Rozkład strumienia neutronów termicznych w reaktorze w obecności reflektora (linia czarna) i bez reflektora (czerwona).

⁶ analiza ta jest przeprowadzona w monografii Glasstone'a i Edlunda oraz w cytowanej wcześniej monografii Kielkiewicza.

6.7 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 łączy się pastylki z tlenku uranu lub sprasowanej mieszaniny uranu i np. aluminium (rys. 6.13) w pręty (rys. 6.14), które zamyka się z koszulce z metalu odpornego na wysokie temperatury i korozję. Takim dobrym metalem jest cyrkon. Zespół od kilku do kilkudziesięciu, a nawet ponad stu prętów wkłada się do kasety i odtąd zamknięte w kasecie pręty stanowią *element paliwowy*. Rola zarówno koszulek metalowych prętów, jak i kasety polega także na tym, że powinny stanowić barierę przed uwalnianiem się radioaktywnych fragmentów rozszczepienia. Z drugiej strony, ze względu na generujące się w elemencie paliwowym ciepło, jego odbiór musi być jak najefektywniejszy, a to jest możliwe wtedy, gdy powierzchnie elementów paliwowych są jak największe.

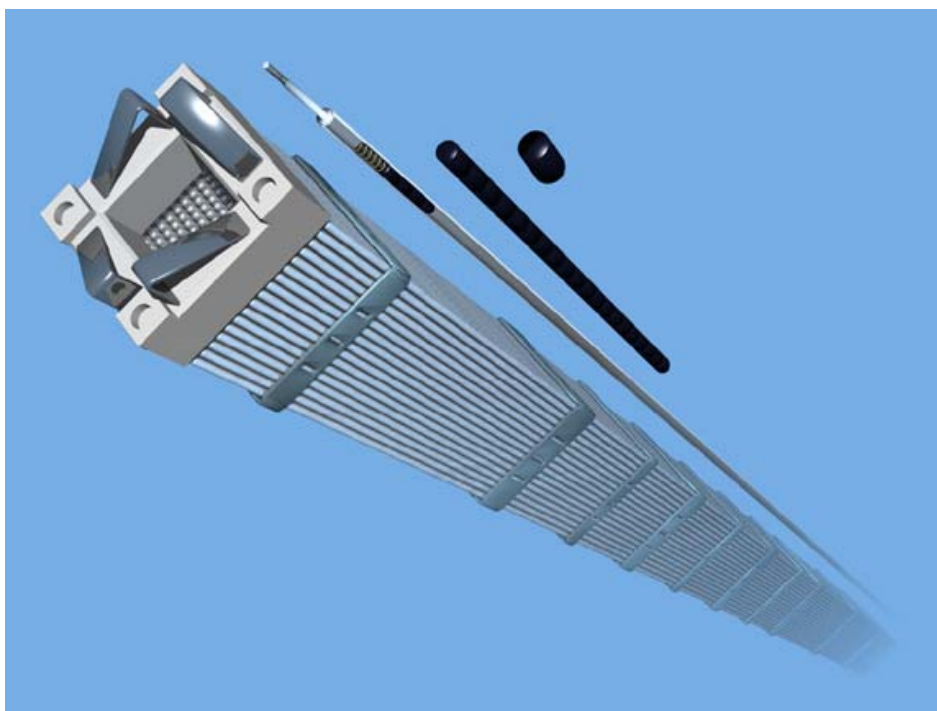


Rys. 6.13 Pastylka paliwa (z lewej). Przed dalszym wykorzystaniem pastylki są zamykane w obudowę ceramiczną (z prawej)⁷.

Pręty z paliwem nie są jedynym rozwiązaniem. Stosowane jest też paliwo rurowe, dla którego kasetą stanowi zespół kilku współosiowych rur. Paliwo rozmieszczane jest w co drugiej przestrzeni między rurami, w co drugiej zaś 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 prawdopodobieństwa pochłonięcia neutronów w paliwie, a więc 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 może być większy niż w jednorodnej mieszaninie paliwa i moderatora.

⁷ Źródło rysunków. 8.1 i 8.2: Nuclear Energy Institute



Rys. 6.14 Od pastylek paliwowych do zespołu paliwowego. Pastylki paliwowe zamykane są w osłonie metalicznej z cyrkonu, który jest odporny na korozję, ciepło i nie poddaje się promieniowaniu jonizującym. Takie pręty paliwowe łączą się w zespoły paliwowe, które wstawiane są do reaktora

6.8 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^{-12} 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 (patrz rozdz. III). Jest ich zaledwie 0,75% całości, jednak wystarcza to na wykorzystanie obecności tych neutronów do sterowania całym reaktorem. Uśredniając czasy życia neutronów opóźnionych otrzymujemy wielkość około 12 s, a to jak pokażemy wystarcza, aby można było manewrować prętami sterującymi.

Rozpatrzmy dynamikę pracy reaktora. Niech τ_n oznacza średni czas życia neutronów termicznych ze względu na pochłonięcie neutronu przez jądro paliwa (średni czas upływający pomiędzy dwoma kolejnymi rozszczepieniami). Jeśli prędkość neutronu wynosi v , to dla średniej drogi swobodnej ze względu na pochłonięcie λ_a

$$\tau_n = \frac{\lambda_a}{v} \quad (6.41)$$

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

$$\frac{dn}{dt} = \frac{nk_{ex}}{\tau_n} \quad (6.42)$$

gdzie $k_{ex} = k_{ef} - 1$ (k_{ef} – dane jest wzorem (6.37). W procesie ubywa jeden neutron!). Tak więc liczba (lub gęstość) neutronów po upływie czasu t od chwili rozpoczęcia reakcji wynosi

$$n = n_0 e^{t(k_{ex} / \tau_n)} \quad (6.43)$$

Wielkość k_{ex} nazywana jest *reaktywnością*. W literaturze fachowej oznacza się ją często symbolem ρ . Jeśli więc $\tau_n = 0,1$ s, a $k_{ex} = 1,005$, liczba neutronów będzie wzrastać 0,05 razy w ciągu sekundy miast 150-krotnego wzrostu, gdyby istniały tylko natychmiastowe neutrony rozszczepieniowe. Moc reaktora zmienia się w funkcji czasu wg identycznego równania, jak (6.41). 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 (6.41) obowiązuje jednak tylko wtedy, gdy reaktywność reaktora jest mniejsza od 0,0075, tj. od wartości uwzględniającej udział neutronów opóźnionych.

Jeśli literą β 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

$$k_{nat} = k(1-\beta) \quad (6.44)$$

oraz współczynnika mnożenia dla neutronów opóźnionych

$$k_{op} = k\beta \quad (6.45)$$

Jeśli tak dobierzemy warunki pracy reaktora, aby wielkość k_{nat} była bliska (lecz mniejsza od) jedności, to szybkość narastania liczby neutronów w układzie będzie zależała tylko od sterowania przy pomocy neutronów opóźnionych. Ponieważ $\beta = 0,0075$, powyższy warunek będzie spełniony gdy efektywny współczynnik mnożenia będzie leżał pomiędzy jednością a 1,0075. Przy tej górnej wartości reaktywność przekracza 0,0075, 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 prawie niemożliwe, co oznacza, że sterowanie reaktorem należy prowadzić w taki sposób, aby reaktywność nie przekroczyła nigdy wartości 0,0075.

Neutrony opóźnione powstają także po wyłączeniu reaktora, wnosząc udział do tzw. *ciepła powyłłączeniowego*⁸ 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.

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 spowoduje zmniejszenie gęstości rozszczepień. Z drugiej, wzrost temperatury powoduje wzrost szerokości rezonansów w przekroju czynnym na pochłanianie, a to z kolei powoduje zmianę (spadek) reaktywności. Takie ujemne *sprzężenie temperaturowe* sprzyja stabilności pracy reaktora.

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 średni czas ich rozpadu wynosi τ_c . Jeśli ułamek neutronów opóźnionych wynosi, tak jak wyżej, β , to liczba neutronów generowanych w rozszczepieniach w jednostce czasu i objętości wynosi

$$k_{ef}(1-\beta)\frac{n}{\tau_n}, \quad (6.46)$$

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

$$\frac{dn}{dt} = k_{ef}(1-\beta)\frac{n}{\tau_n} - \frac{n}{\tau_n} + \frac{r}{\tau_c} \quad (6.47)$$

Ponieważ jednak $k_{ex}\beta \ll 1$, możemy z dobrym przybliżeniem napisać (6.47) w postaci

$$\frac{dn}{dt} = (k_{ex} - \beta)\frac{n}{\tau_n} + \frac{r}{\tau_c}, \quad (6.48)$$

Liczba neutronów opóźnionych powstająca w jednostce czasu i objętości wynosi:

$$k_{ef}\beta\frac{n}{\tau_n} \quad (6.49)$$

Tyle samo zatem musi powstawać nuklidów emitujących te neutrony. Przemiana promieniotwórcza, w wyniku której powstają neutrony opóźnione powoduje, że znika ich w jednostce czasu i objętości r/τ_c . Zatem

⁸ Ciepło powyłłączeniowe powstaje głównie z depozycji energii pochodzącej z rozpadów promieniotwórczych fragmentów rozszczepień. Tak więc nawet po wyłączeniu reaktora istnieje potrzeba odbierania ciepła.

$$\frac{dr}{dt} = k_{ef} \beta \frac{n}{\tau_n} - \frac{r}{\tau_c} \quad (6.50)$$

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

$$\frac{dr}{dt} = \beta \frac{n}{\tau_n} - \frac{r}{\tau_c} \quad (6.51)$$

Po scałkowaniu równań (6.48) i (6.51) otrzymujemy zatem:

$$n = n_0 e^{\mu t} \quad (6.52)$$

oraz

$$r = r_0 e^{\mu t}, \quad (6.53)$$

gdzie

$$\mu \approx \frac{k_{ex}}{\tau_n + \tau_c (\beta - k_{ex})}, \quad (6.54)$$

Wartość τ_c wynosi 12,2 s, a $\beta = 0,0075$.

Z równania (6.43) wynika, że *okres reaktora*, tj. czas, po którym strumień neutronów wzrasta e -krotnie wynosi

$$T = \frac{\tau_n}{k_{ex}} \quad (6.55)$$

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:

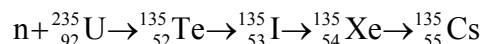
$$T_{ef} = \frac{1}{\mu} \approx \frac{\tau_n + \tau_c (\beta - k_{ex})}{k_{ex}} \quad (6.56)$$

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

6.9 Zatrucie reaktora

W trakcie pracy następuje w paliwie 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}Sm , którego przekrój czynny na pochłanianie neutronów termicznych wynosi aż $4 \cdot 10^4$ b. Inne, jak ^{135}Xe , którego przekrój czynny na pochłanianie neutronów termicznych wynosi $2,6 \cdot 10^6$ b, są nietrwałe i rozpadają się. Okres połowicznego

zaniku dla ^{135}Xe wynosi 9,1 godz. Powstaje on jako produkt dwóch kolejnych rozpadów beta z teluru tworzącego się w rozszczepieniu uranu:



Końcowy produkt tych rozpadów, ^{135}Cs , ma okres połowicznego zaniku $2,3 \cdot 10^6$ lat, jest więc z naszego punktu widzenia trwały. W powyższym łańcuchu rozpadów warto zwrócić uwagę na powstający izotop ^{135}I , którego okres połowicznego zaniku wynosi 6,6 godz. W trakcie pracy reaktora z jednej strony tworzy się ^{135}Xe z rozpadu tego izotopu jodu, z drugiej zaś, ^{135}Xe przekształca się w wyniku pochłaniania neutronów w ^{136}Xe , który już trucizną nie jest. W wyniku długotrwałej pracy reaktora ustala się zatem ilość ksenonu, który jest w reaktorze silną trucizną, i który w związku z tym prowadzi do spadku reaktywności reaktora. 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}Xe , który tym razem nie będzie usuwany wskutek pochłaniania neutronów. Zjawisko to nosi nazwę *jamy jodowej* i powstaje przy zmianach mocy reaktora, kiedy to równowaga tworzenia się izotopów jodu i ksenonu zostaje zachwiana.

6.10 Promieniowanie Czerenkowa

Gdy spojrzymy się w głąb basenu wodnego pracującego reaktora zobaczymy charakterystyczne świecenie niebieskie wody w tym basenie (rys. 6.15). 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, poświęćmy 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.

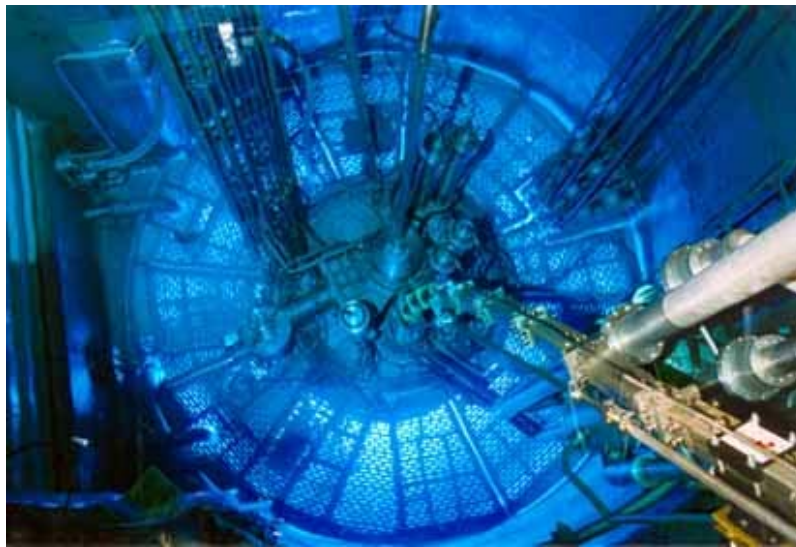
Wyjaśnienie zjawiska podaje się z reguły jako analog tworzenia się akustycznej fali uderzeniowej za samolotem naddźwiękowym. W naszym wypadku chodzi o skutek przelatywania przez środowisko cząstki naładowanej o prędkości większej od prędkości rozchodzenia się światła w tym środowisku. Jeśli współczynnik załamania światła oznaczymy przez n , to wiemy, że światło w ośrodku będzie miało prędkość c/n , gdzie c oznacza prędkość światła w próżni. Z kolei, niech cząstka relatywistyczna ma prędkość βc , gdzie wartość β jest bliska jedności. W wypadku elektronów taka sytuacja ma miejsce, gdy energia elektronów wynosi kilka megaelektronowoltów. Rozpatrzmy więc co się będzie działo, gdy prędkość cząstki przekroczy prędkość światła, a więc spełniona będzie nierówność

$$\beta c > \frac{c}{n} \quad (6.57)$$

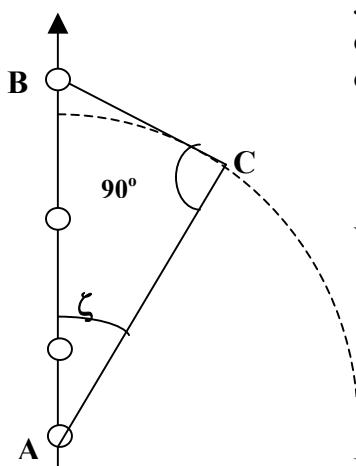
lub

$$\beta > \frac{1}{n} \quad (6.58)$$

Szybka cząstka naładowana przelatując przez ośrodek, np. wodę, powoduje chwilowy stan polaryzacji atomu: wytworzone przez cząstkę pole elektryczne przesuwa 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. 6.15 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

$$\Delta t = \frac{AB}{\beta c} \quad (6.59)$$

W tym czasie światło przebiegnie drogę

$$AC = \frac{c}{n} \Delta t \quad (6.60)$$

Rys. 6.16 Rozchodzenie się promieniowania Czerenkowa

Jak widać, rys. 6.16, światło rozchodzić się będzie w stożku o kącie ζ określonym równaniem:

$$\cos \zeta = \frac{AC}{AB} = \frac{1}{\beta n} \quad (6.61)$$

Równanie to wyznacza warunek tworzenia się promieniowania Czerenkowa:

$$\beta > \frac{1}{n} \quad (6.62)$$

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

$$\cos \zeta_{\max} = \frac{1}{n} \quad (6.63)$$

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 (ν , $\nu+d\nu$) na jednostkę drogi wynosi

$$N(\nu)d\nu = \mu_0 e^2 \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right) d\nu, \quad (6.64)$$

gdzie μ_0 oznacza przenikalność magnetyczną próżni. Oznacza to, że widmo promieniowania Czerenkowa jest ciągłe, przy czym większa energia wypromieniowywana jest przy wyższych częstotliwościach, a więc w obszarze niebieskim i ultrafioletu. Dla przykładu można podać⁹, że cząstka o ładunku elementarnym i prędkości bliskiej prędkości światła (β ok. 1) przebiegając przez szkło flintowe 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 energia wypromieniowywana w przedziale częstotliwości (ν , $\nu+d\nu$). Musi być ona, zgodnie z (6.64), proporcjonalna do częstotliwości, a ponieważ ta jest odwrotnie proporcjonalna do długości fali, zatem z

$$\frac{dW}{d\nu} \propto \nu \quad (6.65)$$

oraz

$$d\nu \propto \frac{d\lambda}{\lambda^2} \quad (6.66)$$

wynika, że

$$\frac{dW}{d\lambda} \propto \lambda^{-3} \quad (6.67)$$

⁹ J.Masalski, *Detekcja promieniowania jądrowego*, PWN, Warszawa (1959)

Zależność ta wzmacnia nasz wcześniejszy wniosek o wzroście natężenia światła w miarę przesuwania się w kierunku ultrafioletu. Nie oznacza to jednak, że natężenie to będzie rosło w miarę przesuwania 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 niniejszego wykładu.

6.11 Chłodzenie reaktora

Wysokie temperatury osiągane 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 jest z reguły obiegiem zamkniętym, dzięki czemu unikamy problemów ewentualnych skażeń promieniotwórczych, które mogłyby przedostawać się na zewnątrz. Obieg ten nazywamy *obiegami pierwotnym*. W takim obiegu, woda nagrzana w rdzeniu reaktora zostaje skierowana do wymiennika ciepła, w którym jej ciepło zostaje zużyte np. na wytworzenie pary wodnej¹⁰. Temperatura samej wody w naturalny sposób wtedy spada. Jeśli osiągnięta wówczas temperatura jest zbyt wysoka, aby po ponownym wejściu wody do rdzenia woda ta chłodziła rdzeń zgodnie z założeniami, buduje się czasem *obieg wtórny*, który chłodzi wytwornicę pary w obiegu pierwotnym. Potrzeba tego obiegu zależy od konstrukcji reaktora i jego funkcji. Np. w tzw. reaktorze wodno-ciśnieniowym pojęcie „zimnej” wody chłodzącej staje się problematyczne, jako że woda ta przed wejściem do rdzenia ma temperaturę ok. 280 °C.

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 hektolitrów takiej 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 chłodziwem. W niektórych reaktorach stosuje się ponadto chłodzenie gazowe (powietrzem, CO₂, helem), a także ciekłym metalem (Na, K lub Bi).

¹⁰ ciepło to może być użyte tylko do podgrzania wody w wymienniku ciepła