ROZDZIAŁ VI. PODSTAWY FIZYKI REAKTORÓW JĄDROWYCH¹

6.1 Elementy konstrukcyjne reaktora

Z tego, co powiedzieliśmy w poprzednich rozdziałach możemy wywnioskować, w jakie podstawowe elementy musi być wyposażony reaktor jądrowy. Niewatpliwie podstawą jego działania jest wykorzystanie reakcji powielającej w sposób kontrolowany, ti. 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 energii wyzwalanej w reakcji powielającej w potrzebnej nam ilości, pomiędzy elementy paliwowe ustawione w regularnych odstępach należy wstawić w równie regularnych odstępach inne, których zadaniem będzie pochłanianie neutronów. Pręty te zbudowane są głównie na osnowie boru - silnego pochłaniacza neutronów. Jeśli pręty te, będą zanurzone pomiędzy elementami paliwowymi (rys. 6.1) 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 wyzwalanych samoistnie w indywidualnych elementach paliwowych.



Rys. 6.1 Elementy paliwowe (jasne) przedzielane prętami (zacienione) pochłaniającymi neutrony termiczne

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). Polecam też *Nowoczesne elektrownie jądrowe* Jerzego Kubowskiego, WNT, Warszawa (2009)

Gdy pręty pochłaniające neutrony, zwane *prętami sterującymi*, będziemy wyciągali do góry (rys. 6.2), 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.

Kilka 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.



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 wraz z tzw. reflektorem, 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. 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.

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 ²³⁵U i ²³⁸U. Trzy inne izotopy rozszczepialne, ²³³U, ²³⁹Pu, a także ²⁴¹Pu nie występują w stanie naturalnym i dopiero trzeba je wytworzyć. W pierwszym wypadku można tego dokonać naświetlając ²³²Th. W drugim - ²³⁸U strumieniem szybkich neutronów, w sekwencji reakcji:

$$^{238}_{92}$$
U + n $\rightarrow ^{239}_{92}$ U $\rightarrow ^{239}_{93}$ Np $\rightarrow ^{239}_{94}$ Pu

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

i paliworodnym. Izotop ²⁴¹Pu tworzy się w reakcji dwóch kolejnych wychwytów neutronu przez ²³⁹Pu.

O ile rozszczepienie ²³⁵U następuje z największym prawdopodobieństwem dla neutronów termicznych (rys. 6.6), rozszczepienie ²³⁸U następuje dla neutronów o energiach wyższych od ok. 1,2 MeV (rys. 6.7). I nawet stosunkowo niewielki przekrój czynny na to rozszczepienie nie zmienia faktu, że w typowym reaktorze, w którym paliwo zawiera głównie ²³⁸U, tworzy się rozszczepialny ²³⁹Pu. Warto zwrócić tu uwagę na fakt, że przeciętna liczba neutronów rozszczepieniowych przypadająca na jeden akt rozszczepienia ²³⁹Pu, to ok. 2,9 neutronów, a więc więcej niż w wypadku ²³⁵U (ok. 2,4 neutronów). W typowym reaktorze energetycznym prowadzi to do sytuacji, w której około 1/3 całkowitej produkowanej energii pochodzi ze "spalania" plutonu.

²³⁹Pu w wyniku pochłonięcia neutronu może się rozszczepić bądź przekształcić w ²⁴⁰Pu. Ponieważ izotop ²³⁹Pu ulega rozszczepieniom, w wyniku dłuższej pracy reaktora pozostaje w nim stosunkowo dużo ²⁴⁰Pu 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 ²³⁹Pu jest tu użyteczny. Z drugiej strony, efekt przekształcania się ²³⁸U w ²³⁹Pu 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 ²⁴⁰Pu podczas normalnej pracy reaktora ma także dalszą konsekwencję. W wyniku wychwytu neutronu izotop ten przechodzi w rozszczepialny ²⁴¹Pu.

Sama technologia tworzenia paliwa uranowego składa się z kilku kroków. Wydobytą rudę, metodami górniczymi lub przez wypłukiwanie 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 U_3O_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 sześciofluorek uranu (UF₆) dla umożliwienia dokonania separacji izotopów uranu, a następnie dokonuje odpowiedniego wzbogacenia uranu w ²³⁵U. W końcowym etapie następuje wyprodukowanie paliwa, tj. przetworzenie wzbogaconego gazu UF₆ w proszek dwutlenku

uranu (UO₂), sprasowanie go w formę pastylek, włożenie ich w odpowiednie metalowe tuby 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. 6.4. Podstawowe paliwo może być także w postaci węglików uranu lub w postaci metalicznej. W tzw. reaktorach IV generacji stosowane jest paliwo w formie kulek.



Rys. 6.4 Od lewej: ruda uranowa, U₃O₈ w postaci tzw. "żółtego placka", dwutlenek uranu (UO₂) z uranem wzbogaconym do 3% ²³⁵U, pręt paliwowy z pastylek UO₂ zamknięty w metalowej rurce ze stopu cyrkonu.²

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 $U_3O_8 \le UO_2$.

Jeśli chodzi o wykorzystanie transmutacji paliworodnego izotopu ²³²Th w rozszczepialny ²³³U (*cykl torowo-uranowy*), to stanie się ona opłacalna dopiero wtedy, gdy zasoby uranu zaczną się wyczerpywać. Lekko promieniotwórczy tor (okres połowicznego zaniku izotopu ²³²Th, to 1,4·10¹⁰ 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 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 (ThO₂) ma bardzo wysoką temperaturę wrzenia (3573 K). Szkło, zawierające ThO₂ 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 ²³³U) tor ma pewną zaletę polegającą na powstawaniu większej liczby neutronów rozszczepieniowych niż w wypadku ²³⁵U czy ²³⁹Pu.

Schemat reakcji neutronów z torem jest następujący:

$$n + {}^{232}_{90}Th \rightarrow {}^{233}_{90}Th \rightarrow {}^{233}_{91}Pa \rightarrow {}^{233}_{92}U$$

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 ²³⁵U. 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: ²³³U, ²³⁵U, ²³⁹Pu i ²⁴¹Pu. Kończąc ten paragraf przedstawiamy przekroje czynne na absorpcję i rozszczepienie wszystkich nuklidów, które nas interesują w kontekście paliwa reaktorowego, rys. 6.5 – 6.11.

² Źródło: <u>http://en.wikipedia.org</u>



Rys. 6.5 Przekrój czynny na wychwyt neutronu i na rozszczepienie dla ²³³U



Rys. 6.6 Przekrój czynny na wychwyt neutronu i na rozszczepienie dla ²³⁵U



Rys. 6.7 Przekrój czynny na wychwyt neutronu i na rozszczepienie dla $^{238}\mathrm{U}$



Rys. 6.8 Przekrój czynny na rozszczepienie ²³⁸U

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 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.



Rys. 6.9 Przekrój czynny na wychwyt neutronu i na rozszczepienie dla ²³²Th



Rys. 6.10 Przekrój czynny na wychwyt neutronu i na rozszczepienie dla ²³⁹Pu



Rys. 6.11 Przekrój czynny na rozszczepienie ²³⁹Pu i ²³⁵U w zakresie niskich energii neutronów

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-Boltzmanna, 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. 6.12.

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

$$\mathbf{v}_{\mathrm{m}} = \frac{\mathbf{v}_{\mathrm{1}}}{\mathrm{A}+\mathrm{1}},\tag{6.1}$$

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

$$\boldsymbol{p}_{n1} = 1 \cdot \frac{\mathrm{Av}_1}{\mathrm{A} + 1} \tag{6.2}$$

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.



Rys. 6.12 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:

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

skąd prędkość neutronu po zderzeniu wynosi

$$v_{n2} = \frac{Av_1}{A+1}$$
(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. 6.13. Z prostych rozważań trygonometrycznych mamy więc:



Rys. 6.13 Obliczanie prędkości neutronu w układzie laboratoryjnym

$$v_{2}^{2} = \frac{A^{2} + 2A\cos\Theta + 1}{(A+1)^{2}} \cdot v_{1}^{2}$$
(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:

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

a względna zmiana energii neutronu wynosi

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

$$\frac{\mathbf{E}_{2\min}}{\mathbf{E}_1} = \left(\frac{\mathbf{A}-1}{\mathbf{A}+1}\right)^2 \equiv \alpha \tag{6.8}$$

Maksymalna względna zmiana energii przy jednokrotnym zderzeniu wynosi więc

$$\frac{(\Delta E)_{\max}}{E_1} = -\frac{4A}{(A+1)^2}$$
(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 neutronami wysokoenergetycznymi. Jeśli tak, to prawdopodobieństwo rozpraszania neutronu w kąt bryłowy $d\Omega$ dla kąta rozpraszania pomiędzy Θ a Θ + $d\Theta$ wynosi

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

Prawdopodobieństwo, że po rozpatrywanym rozproszeniu neutron będzie miał energię leżącą w przedziale (E₂, E₂+dE) obliczamy w prosty sposób:

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

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

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

Tak więc

$$p(E_2)dE = \frac{1}{2}\sin\Theta \cdot \left(-\frac{1}{E_1}\frac{(A+1)^2}{2A\sin\Theta}\right)dE = -\frac{(A+1)^2}{4AE_1}dE$$
(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 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 Θ i Ψ jest następująca:

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

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.

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:

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

$$\xi = \frac{1}{1 - \alpha} \int_{1}^{\alpha} \ln x \, dx = 1 + \frac{\alpha}{1 - \alpha} \ln \alpha = 1 + \frac{(A - 1)^2}{2A} \ln \frac{A - 1}{A + 1}$$
(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.

Dla A \ge 2 z dobrym przybliżeniem możemy wynik (6.16) przybliżyć przez

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

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

| Tabela | 6.1 | Wartości | średniego | logarytmicznego | dekrementu | energii | dla | różnych |
|----------|-----|----------|-----------|-----------------|------------|---------|-----|---------|
| izotopóv | N | | | | | | | |

| Izotop | يح | N _c |
|---|---------|----------------|
| ¹ H | 1,000 | 18 |
| $^{2}\mathrm{H}\left(\mathrm{D}\right)$ | 0,725 | 25 |
| ⁴ He | 0,425 | 43 |
| ⁷ Li | 0,268 | 67 |
| ⁹ Be | 0,209 | 86 |
| ¹² C | 0,158 | 114 |
| ¹⁶ O | 0,120 | 150 |
| ²³⁸ U | 0,00838 | 2172 |
| 1 | | |

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 cm³, 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:

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

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*:

$$S_s = \frac{S}{\Sigma_a} \tag{6.20}$$

Wartości makroskopowej zdolności spowalniacza 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.

| Moderator | S [cm ⁻¹] | Ss |
|------------------|-----------------------|------|
| H ₂ O | 1,36 | 71 |
| D_2O | 0,18 | 5670 |
| He ^{*)} | 1,6.10-5 | 83 |
| ⁹ Be | 0,15 | 143 |
| ¹² C | 0,06 | 192 |

Tab. 6.2 Właściwości niektórych moderatorów³

*) 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:

$$u = \ln \frac{E_0}{E} \tag{6.21}$$

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

³ Podane tu wartości zostały wzięte z monografii W.M.Stacey, *Nuclear Reaktor Physics*, Wiley-VCH (2007) i wykładów Vasiliya Arzhanova o energetyce jądrowej w KTH, Szwecja (2007).

$$\Delta u = u_2 - u_1 = \ln \frac{E_1}{E_2} \tag{6.22}$$

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:

$$E = E_0 e^{-u} \tag{6.23}$$

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

$$-d(nv) = nv\Sigma_{s}dx$$
(6.24)

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

$$\frac{\mathrm{d(nv)}}{\mathrm{nv}} = -\Sigma_{\mathrm{s}}\mathrm{dx},\tag{6.25}$$

co po scałkowaniu daje zależność strumienia od przebytej odległości x:

$$\mathbf{n}\mathbf{v} = (\mathbf{n}\mathbf{v})_0 \,\mathbf{e}^{-\Sigma_s \mathbf{x}} \tag{6.26}$$

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 spowalniacza zderzyło się -d(nv) neutronów. Łączna droga przebyta przez te neutrony wynosi

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

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 przyjmiemy za nieskończony. A zatem, średnia odległość przebywana przez neutron pomiędzy zderzeniami wynosi:

$$\lambda_{s} = -\frac{\int_{0}^{\infty} x d(nv)}{\int_{0}^{\infty} d(nv)} = \frac{\int_{0}^{\infty} x e^{-\Sigma_{s} x} dx}{\int_{0}^{\infty} e^{-\Sigma_{s} x} dx} = \frac{1}{\Sigma_{s}}$$
(6.28)

6.4 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

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:

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

W powyższym rozkładzie T oznacza temperaturę ośrodka, a k – stałą Boltzmanna⁴.



Rys. 6.14 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)

⁴ k=8,61·10⁻¹⁵ eV/K

W rzeczywistości, rozkład prędkości neutronów różni się od rozkładu Maxwella-Boltzmanna 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-Boltzmanna. Jak mówimy, rzeczywiste widmo neutronów jest *twardsze*. Przykład rzeczywistego widma pokazany jest na rys. 6.14. Typowe przesunięcie widma odpowiada temperaturze ok. 70 K.

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

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

a więc

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

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

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

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

$$v_0 = \sqrt{\frac{2kT}{m}},\tag{6.33}$$

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 prędki*, 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 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 v neutronów. Ze względu na pochłanianie, które nie prowadzi do rozszczepienia, liczba ta będzie niższa od 2,4 i równa:

$$\eta = v \frac{\Sigma_f}{\Sigma_p},\tag{6.34}$$

gdzie Σ_f oznacza makroskopowy przekrój czynny na rozszczepienie neutronami powolnymi (liczba ²³⁵U na jednostkę objętości razy mikroskopowy przekrój czynny na rozszczepienie), a Σ_p oznacza całkowity makroskopowy przekrój czynny na pochłanianie neutronów we wszystkich procesach (a więc reakcjach (n, γ) i rozszczepienia). Jeśli paliwo stanowi mieszaninę jedynie dwóch izotopów uranu, przy czym liczba jąder w cm³ wynosi N₂₃₅ i N₂₃₈, odpowiednio dla izotopów ²³⁵U i ²³⁸U, mikroskopowe przekroje czynne na rozszczepienie σ_{235}^{f} i σ_{238}^{f} , a na pochłanianie σ_{235}^{a} oraz σ_{238}^{a} , to

$$\eta = \nu \frac{\sigma_{235}^{f}}{\sigma_{235}^{a} + \frac{N_{238}}{N_{235}}\sigma_{238}^{a}}$$
(6.35)

W tabeli 6.3 podajemy interesujące nas przekroje czynne. Dla 235 U i neutronów termicznych v=2,432+0,066E [MeV]⁵, a η =2,08.

| Izotop | Rozszczepienie | Wychwyt | Rozpraszanie |
|-------------------|----------------|----------------|--------------|
| | [b] | radiacyjny [b] | [b] |
| ²³⁵ U | 507 | 87 | 15,0 |
| ²³⁸ U | 0 | 2,71 | 10 |
| ²³⁹ Pu | 698 | 274 | 8,5 |

Tab. 6.3. Mikroskopowe przekroje czynne na rozszczepienie, wychwyt radiacyjnyi rozpraszanie neutronów termicznych w uranie i plutonie 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 ε , 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 rozszczepienia jedynie neutronami termicznymi. Inaczej mówiąc, uwzględnienie dodatkowych rozszczepień powoduje, że faktyczna liczba neutronów prędkich wzrasta do $n\eta\varepsilon$. 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. 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^6 neutronów termicznych zostanie w dalszej kolejności pochłonięty

⁵ Wg W.M.Stacey, *Nuclear Reactor Physics*, Wiley (2007)

 $^{^6}$ Dla reaktora jednorodnego f=N₂₃₅ $\sigma_{a235}/(N_{235}\sigma_{a235}+N_{238}\sigma_{a238}+N_{mod}\sigma_{amod})$, 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

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

$$k = \frac{n\eta\varepsilon pf}{n} = \eta\varepsilon pf \tag{6.36}$$

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 ε i *p* byłyby równe jedności i wtedy mielibyśmy $k = \eta f$.

Współczynniki $\eta i \varepsilon$ charakteryzują dany rodzaj paliwa, natomiast wielkości p i f zależą od stosunku ilości paliwa i moderatora. Zależności te pokazujemy schematycznie na rys. 6.15 i precyzyjniej na rys. 6.16 dla prawdopodobieństwa p w wypadku elementu paliwowego z uranu naturalnego. Z oczywistych względów chcielibyśmy, aby były one jak największe, jednak łatwo zauważyć, że im 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 unikniecia 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 ŋ.





Rys. 6.15 Zależność prawdopodobieństwa uniknięcia wychwytu rezonansowego (p) i współczynnika wykorzystania neutronów termicznych (f) od promienia elementu paliwowego (r₀) dla różnych promieni (r₁) moderatora wokół elementu.

W praktyce wymiary (rdzenia) 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*.



Rys. 6.16 Prawdopodobieństwo uniknięcia wychwytu rezonansowego w funkcji promienia elementu paliwowego dla różnych promieni r₁ moderatora

| 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 | 5 |
| i układzie chłodzenia | |
| Absorpcja w prętach sterujących | 2 |
| Inne straty (zewnętrzne) | 9 |
| Łącznie | 156 |

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.



Rys. 6.17 Znormalizowany rozkład energetyczny neutronów rozszczepieniowych ²³⁵U ⁷

Ten bilans można przedstawić jeszcze w inny sposób⁸. Patrząc na widmo energetyczne neutronów rozszczepieniowych (rys. 6.17 i 6.14) widać, że na 100 neutronów rozszczepieniowych, zaledwie 30 ma energie poniżej energii progowej 1,2 MeV na wychwyt w izotopie ²³⁸U. Gdy w wyniku zderzeń sprężystych z tym izotopem energia neutronów spadnie poniżej 100 keV, zaczynają dominować procesy reakcji typu (n, γ) i w rezultacie zaledwie jeden neutron będzie miał szansę spowodować reakcję rozszczepienia ²³⁵U. Spośród pozostałych 70 neutronów prędkich 38 rozprasza się sprężyście, a 27 niesprężyście. 4 neutrony powodują rozszczepienie ²³⁸U, pozostałe są w taki czy inny sposób tracone. W kolejnych rozpraszaniach 38 neutronów mamy do czynienia z kolejnymi rozpraszaniami sprężystymi i niesprężystymi oraz reakcjami rozszczepienia, a ostatecznie otrzymujemy

⁷ wg wykładu V.Arzhanova, KTH, Sztokholm (2007)

jedynie 8 rozszczepień ²³⁸U oraz 2 rozszczepienia ²³⁵U, a więc w sumie około 25 neutronów rozszczepieniowych, znacznie mniejszą liczbę niż liczba neutronów początkowych i mniejszą niż spodziewalibyśmy się na podstawie Tab. 6.4.

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 ²³⁵U lub wprowadzenie moderatora. Zależność współczynnika mnożenia dla nieskończonego układu elementów paliwowych w układzie niejednorodnym od koncentracji tego izotopu w uranie oraz dla moderatora lekkowodnego pokazuje schematycznie rys. 6.18. We właściwych warunkach współczynnik mnożenia może osiągać wartość krytyczną nawet przy koncentracji ²³⁵U zaledwie 0,712%.



Rys. 6.18 Zależność współczynnika mnożenia od wzbogacenia w ²³⁵U (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 uwzględniać tzw. neutrony opóźnione, a także neutrony pochodzące z innych niż rozszczepienie reakcji jądrowych zachodzących w reaktorze.

⁸ A.Strupczewski (informacja prywatna)

6.6 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 umieć uwzględniać 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 każdym kolejnym pokoleniu w wyniku pochłonięcia neutronu termicznego zachowany był także jeden neutron termiczny. Ponieważ prawdopodobieństwo P uniknięcia ucieczki neutronu jest mniejsze od jedności, 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

$$kP = 1$$
 (6.37)

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 prędki 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

$$k_{ef} = k_{\infty} P_{pr} P_{term} \tag{6.38}$$

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



Teoria dyfuzji neutronów daje nam następujące relacje:

$$P_{\rm pr} = e^{-B^2 \tau}$$
 (6.39)

oraz

$$P_{\text{therm}} = \frac{1}{1 + B^2 L^2},$$
 (6.40)

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

| Moderator | $\tau [cm^2]$ |
|------------------|---------------|
| H ₂ O | 33 |
| D_2O | 120 |
| Be | 98 |
| C (grafit) | 300 |

Tab. 6.4 Wiek neutronu dla wybranych moderatorów

Wielkość L w równaniu (6.40) 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:

$$L^2 = \frac{1}{2}\lambda_t \lambda_a, \qquad (6.41)$$

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

Tabela 6.5 podaje wartości współczynników B² dla kilku kształtów reaktora.

| 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 | $(\pi/a)^2 + (\pi/b)^2 + (\pi/c)^2$ |

| | Tab. 6.5 | Wartości parametru | B ² dla kilku | ı kształtów reaktora |
|--|----------|--------------------|--------------------------|----------------------|
|--|----------|--------------------|--------------------------|----------------------|

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 atomowym¹⁰.

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

⁹ S.Szczeniowski, Fizyka Doświadczalna, cz. V.2 Fizyka jądrowa, PWN, Warszawa (1960)

¹⁰ W reaktorach typu PWR, wykorzystywanych do napędu łodzi podwodnych, znaczne wzbogacanie 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 postoju wywołanego zatruciem ksenonem (wdzięczny jestem za tę uwagę dr. J.Kubowskiemu; patrz par. 6.10))

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. 6.19. Charakterystyczne maksima strumienia, naszkicowane na tym rysunku, można otrzymać ze szczegółowej analizy¹¹, 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.

¹¹ analiza ta jest przeprowadzona w monografii Glasstone'a i Edlunda oraz w cytowanej wcześniej monografii Kiełkiewicza.



Rys.6.19. Rozkład strumienia neutronów termicznych w reaktorze w obecności reflektora (linia czarna) i bez reflektora (czerwona).

6.7 Sterowanie reaktorem

Jak wspominaliśmy na poczatku tego rozdziału, sterowanie reaktorem prowadzimy przy użyciu pretów sterujących. Aby być ścisłym należy jednak powiedzieć, że przez sterowanie reaktorem należy rozumieć utrzymywanie mocy reaktora na zadanym poziomie po uruchomieniu reaktora oraz wyłączanie, gdy pracę reaktora chcemy zakończyć. Mimo pozornej prostoty tego sterowania warto się zastanowić, w jaki sposób można kontrolować reakcję łańcuchowa, która przebiega z wielką gwałtownością, gdyż czas potrzebny na rozszczepienie, to czas rzędu 10⁻¹⁴ s, a średni czas życia neutronu, wynikły z warunków wewnatrz reaktora, to ok. 10⁻³ s. Jeśli prety sterujące miałyby istotnie sterować takim procesem ich mechaniczne reakcje na zwiekszanie sie 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% całości¹², jednak wystarcza to na wykorzystanie obecności tych neutronów do sterowania całym reaktorem. Jeden z możliwych kanałów uzyskiwania neutronów opóźnionych pokazany jest na rys. 6.20. Powstający z ⁸⁷Br w drodze rozpadu β ⁸⁷Kr^{*} (izotop w stanie wzbudzonym), rozpada się do

¹² Dla neutronów prędkich (patrz rozdz. III) 0,64%

stabilnego ⁸⁶Kr emitując neutron. Opóźnienie w emisji bierze się właśnie z faktu, że wpierw musi nastąpić rozpad ⁸⁷Br. Tego rodzaju izotop nazywamy *prekursorem*. Neutrony opóźnione dzielimy na sześć grup różniących się okresem połowicznego zaniku (patrz Tab. 6.6).



Rys. 6.20 Schemat rozpadu ⁸⁷Br – jednego z fragmentów rozszczepienia

Tab. 6.6. Sześć grup neutronów opóźnionych (kolorem niebieskim zaznaczono wyniki dla neutronów termicznych, czerwonym – dla neutronów prędkich)¹³

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

 $^{^{13}}$ Z wykładu-prezentacji V.Arzhanova, *Fission*, KTH Stockholm (2007). Podane w tabeli 3.2 energie neutronów są inne, gdyż związane tylko z wkładem od $^{235}\mathrm{U}$

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

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

$$n = n_0 e^{t(k_{ex}/\tau_n)}$$
(6.42)

gdzie $k_{ex} = k_{ef} - l$ (k_{ef} – dane jest wzorem (6.38)), a τ_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} i oznacza ten stosunek symbolem ρ . Gdyby τ_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 (6.42). 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 (6.42) obowiązuje jednak tylko wtedy, gdy reaktywność reaktora jest mniejsza od 0,0067 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 wysłana z opóźnieniem. Współczynnik mnożenia możemy więc przedstawić w postaci sumy dwóch wyrazów: współczynnika mnożenia dla neutronów natychmiastowych

$$k_{prompt} = k(1 - \beta) \tag{6.43}$$

oraz współczynnika mnożenia dla neutronów opóźnionych

$$k_{delayed} = k\beta \tag{6.44}$$

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 prawie niemożliwe, co oznacza, że sterowanie reaktorem 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 powyłączeniowego*¹⁴ 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 powyłączeniowego.

Fotoneutrony biorą się z reakcji (γ ,n), np. d(γ ,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, D₂O, 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 ⁹Be(γ ,n)⁸Be. 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 wykładu nie będziemy zajmowali się ani fotoneutronami, ani neutronami powstającymi w tych wysokoenergetycznych reakcjach.

¹⁴ Ciepło powyłączeniowe powstaje głównie z depozycji energii pochodzącej z rozpadów promieniotwórczych fragmentów rozszczepień. Tak więc nawet po wyłączeniu reaktora istnieje potrzeba odbierania ciepła.

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 w przekroju czynnym na pochłanianie, a to z kolei powoduje zmianę (spadek) reaktywności. Takie ujemne *sprzężenie temperaturowe* sprzyja stabilności pracy reaktora.

Rozpatrzmy dynamikę pracy reaktora nieco ściślej. Niech τ_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 λ_a

$$\tau_{n} = \frac{\lambda_{a}}{v} \tag{6.45}$$

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

$$\frac{\mathrm{dn}}{\mathrm{dt}} = \frac{\mathrm{nk}_{\mathrm{ex}}}{\tau_{\mathrm{n}}} \tag{6.46}$$

skąd otrzymujemy wynik (6.42).

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 λ . Jeśli ułamek neutronów opóźnionych wynosi, tak jak wyżej, β , to liczba neutronów generowanych w rozszczepieniach w jednostce czasu i objętości wynosi

$$k_{ef}(1-\beta)\frac{n}{\tau_n} , \qquad (6.47)$$

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 λr , a zatem mamy:

$$\frac{\mathrm{dn}}{\mathrm{dt}} = \mathbf{k}_{\mathrm{ef}} (1 - \beta) \frac{\mathbf{n}}{\tau_{\mathrm{n}}} - \frac{\mathbf{n}}{\tau_{\mathrm{n}}} + \lambda \mathbf{r}$$
(6.48)

Ponieważ jednak $k_{ex}\beta \ll 1$, możemy z dobrym przybliżeniem napisać (6.48) w postaci

$$\frac{dn}{dt} = (k_{ex} - \beta)\frac{n}{\tau_n} + \lambda r$$
(6.49)

Liczba neutronów opóźnionych powstająca w jednostce czasu i objętości wynosi:

$$k_{ef}\beta \frac{n}{\tau_{n}}$$
(6.50)

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

$$\frac{\mathrm{d}\mathbf{r}}{\mathrm{d}\mathbf{t}} = \mathbf{k}_{\mathrm{ef}} \beta \frac{\mathbf{n}}{\tau_{\mathrm{n}}} - \lambda \mathbf{r} \tag{6.51}$$

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

$$\frac{dr}{dt} = \beta \frac{n}{\tau_n} - \lambda r \tag{6.52}$$

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

$$\mathbf{n} = \mathbf{n}_0 \mathbf{e}^{\mu t} \tag{6.53}$$

oraz

$$r = r_0 e^{\mu t}$$
, (6.54)

gdzie

$$\mu = \frac{k_{ex}}{\tau_n + \tau_c (\beta - k_{ex})}, \qquad (6.55)$$

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

Z równania (6.42) wynika, że *okres reaktora*, tj. czas, po którym strumień neutronów wzrasta *e*-krotnie wynosi

$$T = \frac{\tau_n}{k_{ex}}$$
(6.56)

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

$$T_{\rm ef} = \frac{1}{\mu} \approx \frac{\tau_{\rm n} + \tau_{\rm c} \left(\beta - k_{\rm ex}\right)}{k_{\rm ex}}$$
(6.57)

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

6.7 Reaktywność i jej wpływ na kinetykę i dynamikę reaktora

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

$$\rho = \frac{k_{ef} - 1}{k_{ef}} \tag{6.58}$$

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. 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.

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 amerykańską¹⁵. Jednostka ta odnosi się do udziału neutronów opóźnionych, decydujących jak już wiemy o możliwości sterowania pracą reaktora:

$$1 \ \$ = 100 \ e = \beta_{ef}$$

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

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

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

Rozważaliśmy uprzednio wzrost w czasie gęstości neutronów, patrz wzór (6.42). Wzrost ten jest proporcjonalny do mocy reaktora i możemy ją opisać identycznym wzorem:

¹⁵ Nazwę tę wprowadził Louis Slotin, fizyk uczestniczący w Projekcie Manhattan, który zginął w 1946 r. podczas doświadczenia z określeniem mas krytycznych: przy zbliżaniu dwóch metalicznych półkul za pomocą śrubokręta, narzędzie wyślizgnęło mu się z rąk, a powstały impuls promieniowania jonizującego go uśmiercił (wiadomość od dr J.Kubowskiego)

$$P(t) = P_0 e^{\rho t/\tau_n} = P_0 e^{t/T_e}$$
(6.59)

gdzie P₀ 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. Szybkość narastania mocy jest związana z reaktywnością i rośnie wykładniczo w funkcji czasu, co oznacza, że przy reaktywności różnej od zera moc reaktora 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. 6.21.



Rys. 6.21 Zależność okresu reaktora od reaktywności i czasu życia jednego pokolenia neutronów¹⁶

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 (6.59):

¹⁶ Z monografii J.Kubowski, Nowoczesne elektrownie jądrowe, WNT, Warszawa (2007), dzięki uprzejmości Autora

w pierwszej chwili zakłócony zostaje bilans neutronów opóźnionych, gdyż te powstają 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 ²³⁹Pu i ²⁴¹Pu, a ponieważ przekroje czynne na rozszczepienie tych izotopów i ²³⁵U 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.

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 działania temperatury: efektem jądrowym, tj. zależnością mikroskopowych przekrojów czynnych od temperatury przy ustalonej gęstości oraz efektem zmian gęstości moderatora. Np. ze wzrostem temperatury zwiększa się pochłanianie rezonansowe neutronów w ²³⁸U (przekrój czynny rozmywa się na coraz większy przedział energii neutronów, co jest swoistym efektem Dopplera wynikającym z energiczniejszych drgań sieci uranowej). Prowadzi to do zwiększenia zawartości ²³⁹Pu, 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 w stronę wyższych energii, a to zmniejsza reaktywność, gdyż maleje współczynnik rozszczepień termicznych η dla ²³⁵U. Jednocześnie, ze względu na stosunkowo nisko leżący rezonans w ²³⁹Pu (0,3 eV) wzrośnie wartość η . Wraz ze wzrostem energii neutronów zmniejsza się pochłanianie neutronów w paliwie, a więc wzrasta strumień neutronów, rośnie też współczynnik *f* wykorzystania neutronów termicznych.

W sumie, współczynnik temperaturowy reaktywności ($d\rho/dT$) jest z reguły ujemny, co sprzyja bezpieczeństwu pracy reaktora. Niestety, w reaktorze 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 6.13) współczynnik temperaturowy może powodować zwiększanie się reaktywności.

6.9 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 tlenku 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. Zespół od kilku do kilkudziesięciu, a nawet ponad stu prętów wkłada się do metalowego zasobnika - kasety i odtąd zamknięte w kasecie pręty stanowią *element paliwowy*, patrz rys. 6.22. Rola zarówno koszulek metalowych prętów, jak i kasety 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. 6.22 Od pastylki paliwa do elementu paliwowego

Pręty z paliwem nie są jedynym rozwiązaniem. Stosowane jest też (np. w reaktorze MARIA) *paliwo rurowe*, dla którego kaseta 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 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.

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

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

6.10 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. ¹⁴⁹Sm, którego przekrój czynny na pochłanianie neutronów termicznych wynosi aż 4·10⁴ b. Inne, jak ¹³⁵Xe, którego przekrój czynny na pochłanianie neutronów termicznych jest ogromny i wynosi 2,6·10⁶ b, są nietrwałe i rozpadają się. Okres połowicznego zaniku dla ¹³⁵Xe 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 teluru tworzącego się w rozszczepieniu uranu:

$$n + {}^{235}_{92}U \rightarrow {}^{135}_{52}Te \rightarrow {}^{135}_{53}I \rightarrow {}^{135}_{54}Xe \rightarrow {}^{135}_{55}Cs$$

Końcowy produkt tych rozpadów, ¹³⁵Cs, ma okres połowicznego zaniku 2,3·10⁶ lat, jest więc z naszego punktu widzenia trwały, a *de facto* rozpada się w drodze rozpadu β do rzeczywiście trwałego ¹³⁵Ba. W powyższym łańcuchu rozpadów warto zwrócić uwagę na powstający izotop ¹³⁵I, którego okres połowicznego zaniku wynosi 6,6 godz. Sam izotop ¹³⁵I tworzy się z rozpadu ¹³⁵Te z połowicznym okresem zaniku 0,5 min.

W trakcie pracy reaktora z jednej strony tworzy się ¹³⁵Xe z rozpadu tego izotopu jodu, z drugiej zaś, ¹³⁵Xe przekształca się (wypala) w wyniku pochłaniania neutronów w ¹³⁶Xe, 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*. Ponieważ wiąże się on z utratą reaktywności, oznaczamy to symbolem $\Delta \rho_{xe}^{ust}$. W miarę wypalania się w reaktorze ²³⁵U, gdy chcemy utrzymać moc reaktora na ustalonym poziomie, musimy podwyższać 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 $\Delta \rho_{xe}^{ust}$ wynosi około 30 godzin, a pełną wartość $\Delta \rho_{xe}^{ust}$ osiąga się typowo w ciągu 5-6 okresów połowicznego zaniku jodu, a więc 35-40 godz.¹⁷

Jeśli reaktor zostanie wyłączony w gwałtowny sposób w wyniku np. zrzutu awaryjnego prętów bezpieczeństwa, nagromadzony jod będzie się jeszcze stosunkowo długo rozpadał tworząc trujący ¹³⁵Xe, 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 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. 6.23 pokazuje pełny efekt zmian reaktywności w czasie po gwałtownej zmianie mocy reaktora. Przy tej okazji warto zwrócić uwagę, że odtruwaniu reaktora może towarzyszyć czasem stosunkowo szybki wzrost reaktymości. Jeśli byłby on szybszy niż możliwość działania układów kompensacyjnych reaktor może się "rozbiec", a więc nastąpić niekontrolowany wzrost mocy (co zdarzyło się w Czarnobylu).

¹⁷ wielkości te, a także rys. rys. 6.19 i 6.20 podajemy za cytowaną już monografią J.Kubowskiego i zgodą Autora



Rys. 6.23 W górnej części rysunku pokazano zmianę mocy w funkcji czasu. Reaktywność maleje w trakcie pracy ze względu na zatruwanie się paliwa ksenonem. To zatruwanie 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, umożliwiający powrót do sytuacji, gdy $|\Delta \rho_z| > |\Delta \rho_{Xe}|$



Rys. 6.24. 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. 6.24.

Jak można się już domyśleć, efekt zatrucia ksenonem będzie zależał od strumienia neutronów. Na rys. 6.25 pokazana jest taka zależność dla różnych wartości średniego strumienia neutronów. Nad pokazanymi krzywymi podany jest czas, po którym zatrucie osiąga maksimum.



Rys. 6.25 Zmiana zatrucia ksenonem po wyłączeniu reaktora w zależności od średnich wartości strumienia reaktora

Konsekwencje zatrucia samarem (¹⁴⁹Sm) są ilościowo inne. Powstaje on z rozpadu promieniotwórczego (β , T_{1/2}=53 godz.) protaktynu (¹⁴⁹Pm), ten zaś powstaje na dwóch

drogach: w wyniku reakcji n+²³⁵U protaktyn tworzy się bezpośrednio albo wpierw tworzy się ¹⁴⁹Nd, który przez rozpad beta (T_{1/2}=2,4 godz) przechodzi w ¹⁴⁹Pm. Izotop ¹⁴⁹Sm 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 samaru wzrasta w przeciągu około 8-10 dób od chwili wyłączenia, co wiąże się z długim okresem połowicznego zaniku protaktynu.

Poza omówionymi wyżej truciznami, w wypadku istnienia np. matrycy berylowej, tworzą się inne trucizny: ⁶Li i ³He. Ten ostatni tworzy się wskutek sekwencji reakcji: ⁶Li (n,α) 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 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.

6.11 Promieniowanie Czerenkowa

Gdy spojrzymy się w głąb basenu wodnego pracującego reaktora zobaczymy charakterystyczne świecenie niebieskie wody w tym basenie (rys. 6.26). 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

53

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.



Rys. 6.26 Widok rdzenia reaktora zanurzonego w basenie wodnym

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

$$\beta c > \frac{c}{n} \tag{6.60}$$

lub

$$\beta > \frac{1}{n} \tag{6.61}$$

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.



W tym czasie światło przebiegnie drogę

$$AC = \frac{c}{n}\Delta t \tag{6.63}$$

Rys. 6.27 Rozchodzenie się promieniowania Czerenkowa

Jak widać, rys. 6.27, światło rozchodzić się będzie w stożku o kącie 90°- ζ , gdzie kąt ζ jest określony równaniem:

$$\cos\zeta = \frac{AC}{AB} = \frac{1}{\beta n}$$
(6.64)

Równanie to wyznacza warunek tworzenia się promieniowania Czerenkowa:

$$\beta > \frac{1}{n} \tag{6.65}$$

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

$$\cos\zeta_{\max} = \frac{1}{n} \tag{6.66}$$

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 (v, v+dv) na jednostkę drogi wynosi

N(v)dv =
$$\mu_0 e^2 \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right) dv,$$
 (6.67)

gdzie μ_0 oznacza przenikalność magnetyczną próżni. Oznacza to, że widmo promieniowania Czerenkowa jest ciągłe, przy czym większa energia wypromieniowywana jest przy wyższych częstościach, a więc w obszarze niebieskim i ultrafioletu. Dla przykładu można podać¹⁸, 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 częstości (v, v+dv). Musi być ona, zgodnie z (6.67), proporcjonalna do częstości, a ponieważ ta jest odwrotnie proporcjonalna do długości fali, zatem z

$$\frac{\mathrm{dW}}{\mathrm{dv}} \propto v \tag{6.68}$$

oraz

$$dv \propto \frac{d\lambda}{\lambda^2} \tag{6.69}$$

wynika, że

$$\frac{\mathrm{dW}}{\mathrm{d\lambda}} \propto \lambda^{-3} \tag{6.70}$$

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.

6.12 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 *obiegiem pierwotnym*. W takim obiegu, woda nagrzana w rdzeniu reaktora zostaje skierowana do wymiennika ciepła, w którym jej ciepło zostaje zużyte np. na wytworzenie pary wodnej¹⁹. Temperatura samej wody w naturalny sposób wtedy spada. Jeśli osiągana wtedy temperatura jest zbyt wysoka, aby po ponownym wejściu 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, obieg wtórny umożliwia transport pary - pozbawianej promieniotwórczych substancji – do turbiny. W tym

¹⁸ J.Masalski, *Detekcja promieniowania jądrowego*, PWN, Warszawa (1959)

¹⁹ W reaktorze MARIA ciepło to może być użyte tylko do podgrzania wody w wymienniku ciepła

przypadku pojęcie "zimnej" wody chłodzącej staje się problematyczne, jako że skroplona woda powrotna na wlocie do reaktora 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 ciekłym chłodziwem. W niektórych reaktorach stosuje się ponadto chłodzenie gazowe (powietrzem, CO₂, helem), a także ciekłym metalem (Na, K lub Bi).

6.13 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 ²³⁵U, częściowo także ²³⁸U, natomiast w wyniku wychwytu neutronów przez ²³⁸U powstają rozszczepialne izotopy plutonu: ²³⁹Pu i ²⁴¹Pu. 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.

Napisanie równania różniczkowego opisującego ubywanie paliwa wskutek absorpcji neutronów jest stosunkowo proste. Jeśli średni w objętości rdzenia strumień neutronów wynosi $\Phi(t)$, σ_a jest przekrojem czynnym na absorpcję prowadzącą do rozszczepienia plus

przekrojem czynnym na wychwyt radiacyjny, a N - liczbą lub gęstością liczbową materiału paliwa, np. ²³⁵U, to

$$\frac{\mathrm{dN}}{\mathrm{dt}} = -\sigma_{\mathrm{a}} \mathrm{N}\Phi(\mathrm{t}) \tag{6.71}$$

Gdyby strumień Φ nie zmieniał się w czasie, rozwiązanie równania (6.71) byłoby bardzo proste:

$$N(t) = N(0)e^{-\sigma_a \Phi t}$$
 (6.72)

i rozwiązanie to odnosiłoby się do obu izotopów uranu. Np. dla ²³⁵U mamy $\sigma_a = 680$ b, a więc zakładając wartość strumienia $0,52 \cdot 10^{14}$ n/cm²s czas, po którym połowa tego izotopu ulegnie wypaleniu wynosi ln2/($\Phi\sigma_a$)= 1,95 \cdot 10⁷ s.

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

$$\sigma_a N(t)\Phi(t) = \sigma_a N(0)\Phi(0) \tag{6.73}$$

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

$$\Phi(t) = \Phi(0)e^{\sigma_a \Phi t} \approx \Phi(0)(1 + \sigma_a \Phi(0)t), \qquad (6.74)$$

co oznacza, że strumień powinien wzrastać liniowo w funkcji czasu, a to oznacza z kolei konieczność regularnego usuwania z rdzenia rozlicznych pochłaniaczy neutronów, 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:

$$W = \frac{Q}{m_r}, \qquad (6.75)$$

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 ²³⁵U 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 ²³⁹Pu. 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. 6.28 ²⁰. Liczba izotopów rozszczepialnych gromadzonych w paliwie wzrasta naturalnie ze wzrostem fluencji neutronów (liczby neutronów na jednostkę powierzchni).



Rys. 6.28 W trakcie pracy skład izotopowy paliwa zmienia się: maleje zawartość ²³⁵U, ale wzrasta zawartość ²³⁹Pu. Wkład rozszczepień tego ostatniego izotopu jest istotny w dłużej pracującym reaktorze.

⁰ wg cytowanej już monografii J.Kubowskiego za wiedzą Autora