

POMIARY REAKTYWNOŚCI W REAKTORZE MARIA.

ĆWICZENIE 2

Krzysztof Pytel

Materiał dydaktyczny dla Wydziału Fizyki Politechniki Warszawskiej, opracowany w ramach zadania nr 33: „Modyfikacja kształcenia na Wydziale Fizyki w zakresie wykorzystywania technik i technologii jądrowych w gospodarce narodowej” projektu „Program Rozwojowy Politechniki Warszawskiej” współfinansowanego przez Unię Europejską w ramach Europejskiego Funduszu Społecznego (Program Operacyjny Kapitał Ludzki)



KAPITAŁ LUDZKI
NARODOWA STRATEGIA SPÓJNOŚCI

UNIA EUROPEJSKA
EUROPEJSKI
FUNDUSZ SPOŁECZNY



PROGRAM ROZWOJOWY
POLITECHNIKI WARSZAWSKIEJ

Świerk, grudzień 2009

Ćwiczenie 2. Pomiary reaktywności w reaktorze jądrowym

Cel ćwiczenia

Celem ćwiczenia jest zademonstrowanie kinetyki reaktora jądrowego. Pomiary pozwolą na zrozumienie podstawowych pojęć, związanych ze sterowaniem reaktora jądrowego, takich jak reaktywność, neutrony opóźnione, źródło neutronów itp.

Przygotowanie ćwiczenia

Przed przystąpieniem do ćwiczenia należy zapoznać się z następującymi zagadnieniami z zakresu fizyki reaktorów:

- zasada działania reaktora jądrowego (rozszczenie jąder, reakcja łańcuchowa, neutrony natychmiastowe i opóźnione, źródła neutronów w reaktorze, stabilizacja mocy reaktora),
- kinetyka reaktora jądrowego (pojęcie reaktywności, grupy neutronów opóźnionych, odpowiedź reaktora na skokowy wzrost i skokowy spadek reaktywności, okres ustalony, „równanie odwrotnych godzin”) – Dodatek A,
- elementy dynamiki reaktora (sprzężenia temperaturowe),
- detektory neutronów (w szczególności komory rozszczepieniowe i jonizacyjne).

W ramach przygotowania do ćwiczenia w sterowni reaktora MARIA zostanie przedstawiona informacja o podstawowych charakterystykach reaktora, mających związek z jego sterowaniem i zabezpieczeniami.

Przebieg ćwiczenia

Pomiary reaktywnościowe są prowadzone podczas pracy reaktora na małej mocy (poniżej 1% nominalnej mocy reaktora) aby uniknąć efektów sprzężeń temperaturowych. Operacje wprowadzania zmian reaktywności może przeprowadzać jedynie Zespół Zmianowy reaktora MARIA (w obecności prowadzącego ćwiczenie i studenta).

Rejestracja przebiegu zmian mocy, będących następstwem zmian reaktywności, odbywa się za pomocą komory rozszczepieniowej pracującej w zakresie impulsowym i współpracującej z komputerem. Wyniki pomiarów mają postać zbiorów tekstowych, które muszą być poddane dalszej obróbce numerycznej, stanowiącej główny element ćwiczenia.

Przewidywane są następujące etapy ćwiczenia:

- skalowanie jednego z prętów kompensacyjnych metodą kolejnych skoków reaktywności w górę; po każdym skoku rejestruje się przebieg zmiany mocy reaktora, po zakończeniu rejestracji następuje kompensacja zaburzenia reaktywnościowego i powrót z mocą do stanu wyjściowego;
- skalowanie tego samego pręta kompensacyjnego metodą zrzutu,
- opracowanie wyników pomiaru.

Wyjściowa moc reaktora przed każdym z zaburzeń reaktywności wynosi kilkadziesiąt kW. Ze względu na małą moc reaktor pracuje bez obiegów chłodzenia. Przed każdorazowym wprowadzeniem zaburzenia reaktywnościowego moc reaktora musi być stabilizowana przez około 5 minut za pomocą układu automatycznej regulacji. Przed wprowadzeniem skoku reaktywności wymagane jest przejście na ręczne sterowanie reaktorem.

Opracowanie wyników

Opracowanie wyników pomiarów obejmuje następujące etapy:

- Przygotowanie programu numerycznego, realizującego rekurencyjny schemat obliczania wprowadzonej reaktywności na podstawie zmierzonych czasowych przebiegów mocy reaktora (Dodatek A).
- Obliczenie za pomocą programu zmian reaktywności dla kolejnych skoków reaktywności; zbiory ze zmierzonymi przebiegami zmian mocy stanowią dane wejściowe do obliczeń.
- Korekcja obliczonych wyników, polegająca na uwzględnieniu efektu źródła fotonutronów (dla dodatnich skoków mocy) i skończonego czasu ustalania warunków początkowych (ujemne skoki reaktywności).
- Wykreślenie krzywej kalibracji pręta kompensacyjnego w oparciu o wyniki pomiarów z dodatnimi skokami reaktywności i porównanie z reaktywnością pręta zmierzoną metodą zrzutu.

Sprawozdanie z ćwiczenia powinno zawierać krótki opis poszczególnych etapów opracowywania wyników.

Dodatek A.

Spis treści

1. WSTĘP
2. MODEL KINETYKI REAKTORA
3. EFEKT SKOŃCZONEGO CZASU PRACY REAKTORA
4. EFEKT ŹRÓDŁA NEUTRONÓW
5. POMIAR REAKTYWNOŚCI W STANIE PODKRYTYCZNYM
6. EFEKT INTERFERENCJI PRĘTÓW
 - 6.1. Metody pomiaru efektywności prętów
 - 6.2. Efekt temperaturowy reaktywności

1. WSTĘP

W reaktorze jądrowym zachodzi samo podtrzymująca się reakcja łańcuchowa. Polega ona na tym, że w wyniku rozszczepienia jądra ^{235}U , które nastąpiło po wychwyceniu jednego neutronu termicznego, powstaje kilka (średnio 2.47) neutronów prędkich, należących do kolejnego pokolenia. Współczynnik mnożenia k definiuje się jako stosunek liczby neutronów termicznych w drugim pokoleniu do liczby pochłoniętych neutronów z pierwszego pokolenia. Gdyby zatem każdemu oddziaływaniu neutronu termicznego z jądrem ^{235}U towarzyszyło rozszczepienie, a wszystkie neutrony rozszczepieniowe ulegały jedynie spowolnieniu do energii termicznych, wówczas współczynnik mnożenia wynosiłby $k = 2.47$.

W rzeczywistym reaktorze jest jednak inaczej. Po pierwsze nie wszystkim wychwytom neutronów termicznych towarzyszy rozszczepienie; część neutronów ulega wychwytemu radiacyjnemu i liczba neutronów rozszczepieniowych na jeden wychwyt neutronu w ^{235}U wynosi $\eta = 2.07$. Neutrony rozszczepieniowe to neutrony prędkie, które muszą zostać spowolnione poprzez zderzenia z lekkimi jądrami (np. wodoru) od energii kilku MeV do energii rzędu kilkudziesięciu meV. W trakcie procesu spowalniania neutrony mogą ulegać wychwytom rezonansowym, zwłaszcza na jądram ^{238}U . Po stermalizowaniu neutrony mogą być wychwycone w materiałach konstrukcyjnych rdzenia, np. w aluminiowych koszulkach elementów paliwowych lub w wodzie chłodzącej reaktor. Ponadto we wszystkich fazach spowalniania neutrony mogą opuścić bezpowrotnie rdzeń reaktora, ze względu na jego skończone rozmiary. Ten ostatni czynnik jest szczególnie istotny w niewielkich rdzeniach reaktorów badawczych. Po uwzględnieniu tych wszystkich efektów współczynnik mnożenia całego reaktora nieznacznie różni się od jedności ($k_{\text{eff}} \cong 1$).

Jeśli w pewnej chwili czasowej współczynnik mnożenia k_{eff} jest nieco wyższy od 1, wówczas w kolejnych pokoleniach jest coraz więcej neutronów i moc reaktora rośnie (reaktor nadkrytyczny). Przeciwnie, gdy $k_{\text{eff}} < 1$ - moc reaktora maleje (reaktor podkrytyczny). Najbardziej typowym stanem reaktora jest praca z ustaloną mocą, czyli ze współczynnikiem mnożenia $k_{\text{eff}} = 1$ (reaktor krytyczny).

Czas jaki upływa między kolejnymi pokoleniami neutronów jest bardzo krótki (rzędu 10^{-4} sekundy). Neutrony, które pojawiają się w kolejnych pokoleniach jako wynik termalizacji neutronów powstających podczas rozszczepień, określa się jako neutrony natychmiastowe. Oprócz neutronów natychmiastowych w wyniku rozpadów promieniotwórczych kilku produktów rozszczepień (np. ^{87}Br , ^{137}I) powstają neutrony opóźnione. Opóźnienie, z jakim są one emitowane w stosunku do rozszczepień jest charakterystyczne dla rozpadu danego emitera neutronów opóźnionych. Całkowity

udział neutronów opóźnionych (oznaczany symbolem β_{ef}) w ogólnym ich bilansie jest bardzo mały (poniżej 1%).

W niektórych reaktorach oprócz rozszczepień istnieją jeszcze inne źródła neutronów. Tak się dzieje np. w reaktorach z berylem, w którym neutrony (fotoneutrony) powstają w wyniku reakcji (γ, n) . Do wywołania reakcji potrzebne jest promieniowanie γ o dostatecznie wysokiej energii (dla berylu powyżej 1.62 MeV) i pochodzi ono bądź bezpośrednio z rozszczepień, bądź z rozpadów promieniotwórczych produktów rozszczepień i aktywacji. W pierwszym przypadku fotoneutrony dają wkład do neutronów natychmiastowych, w drugim – do neutronów opóźnionych.

Neutrony opóźnione odgrywają podstawową rolę w sterowaniu reaktorem jądrowym. Reaktory są budowane w taki sposób, aby współczynnik mnożenia, odpowiadający neutronom natychmiastowym był zawsze niższy od 1. Wyższy od 1 współczynnik mnożenia, konieczny dla podwyższania mocy reaktora, uzyskuje się dzięki niewielkiemu dodatkowi neutronów opóźnionych. Sterowanie reaktorem, czyli zmiany poziomów mocy lub praca na ustalonym poziomie mocy, odbywają się jedynie za pomocą neutronów opóźnionych.

Miarą odstępstwa reaktora od stanu krytyczności jest różnica: $\Delta k = k_{eff} - 1$, natomiast stosunek $\Delta k/k_{eff}$ nazywany jest reaktywnością i oznaczany symbolem ρ . Znak reaktywności świadczy o stanie reaktora. Jeśli reaktywność jest wyrażona jako stosunek $\Delta k/k_{eff}$ do udziału neutronów opóźnionych β_{ef} to jej jednostką jest 1\$. Bezpieczne sterowanie reaktorem ma miejsce wówczas, gdy dodatnia reaktywność nie przekracza 1\$. Po przekroczeniu tej wartości moc reaktora wzrastałaby wykładniczo z bardzo krótkim okresem podwojenia (rzędu milisekund), grożąc przepaleniem koszulek elementów paliwowych i awarią radiologiczną.

Pomiary reaktywności w reaktorze badawczym, jako jedne z najbardziej istotnych pomiarów eksploatacyjnych, mają na ogół ustaloną i zweryfikowaną eksperymentalnie metodykę. Powszechne stosowanie techniki komputerowej pozwala na efektywne wykonywanie takich pomiarów; reaktory badawcze są na ogół wyposażone w tzw. reaktymetry cyfrowe, pozwalające na ciągły pomiar reaktywności reaktora.

W czasie pracy reaktora na stałej mocy ciągły pomiar reaktywności nie jest zbyt interesujący, ponieważ reaktywność reaktora jest równa zero. Natomiast bardzo istotnym parametrem eksploatacyjnym jest tzw. zapas reaktywności rdzenia. Parametr ten nie może być niestety bezpośrednio zmierzony. Zapas reaktywności rdzenia można jedynie określić na podstawie stanu kompensacji prętów regulacyjnych.

Również w stanach nieustalonych, takich jak np. podnoszenie mocy reaktora czy jego wyłączenie, przydatność reaktymetru cyfrowego jest ograniczona. Bardzo cennym

dla operatora jest natomiast reaktymetr wskazujący podkrytyczność reaktora podczas rozruchu reaktora.

Charakterystyczną cechą rdzenia reaktora MARIA jest obecność berylu. Na skutek reakcji (γ, n) w berylu, w rdzeniu reaktora istnieje silne źródło fotoneutronów, którego intensywność jest proporcjonalna do natężenia promieniowania gamma z paliwa. Natężenie promieniowania γ z kolei zależy od historii pracy reaktora, w okresie poprzedzającym pomiary. Obecność źródła fotoneutronów o niestabilizowanej wartości stanowi poważne utrudnienie w pomiarach reaktywności na małych mocach reaktora (pomiary reaktywności wykonuje się na ogół na małych mocach dla wyeliminowania dodatkowych efektów zaburzających, takich jak np. zatrucie ksenonem czy efekt temperaturowy).

Rdzenie reaktorów badawczych mają na ogół niewielkie rozmiary a to ze względu na osiągnięcie maksymalnych gęstości strumieni neutronów. Z punktu widzenia pomiarów reaktywności jest to okoliczność korzystna, ponieważ pozwala stosować tzw. punktowy model kinetyki reaktora. Z drugiej jednak strony powoduje to, że pręty regulacyjne, służące do kompensacji zapasu reaktywności, muszą być umieszczone blisko siebie. Jako silne pochłaniacze neutronów termicznych pręty te wpływają wzajemnie na siebie co poważnie utrudnia jednoznaczną ocenę zapasu reaktywności rdzenia.

Zagadnienia, o których była mowa powyżej powodują, że pomiary reaktywnościowe w reaktorze MARIA nie są prostym zastosowaniem klasycznych równań modelu kinetyki reaktora. Również określenie zapasu reaktywności rdzenia nie może być jedynie sumą efektywności odcinków prętów regulacyjnych, zagłębionych w rdzeniu.

W niniejszym opracowaniu zostaną omówione szczegóły modeli obliczeniowych reaktywności, z uwzględnieniem takich zagadnień jak:

- pomiar reaktywności reaktora w stanie podkrytycznym;
- uwzględnienie efektu zmiennego źródła fotoneutronów;
- efekt interferencji prętów regulacyjnych.

Wszystkie modele zostały zweryfikowane eksperymentalnie i w oparciu o te modele prowadzone są pomiary eksploatacyjne reaktywności w reaktorze MARIA.

W opracowaniu omawiane są, między innymi, dwie metody pomiaru reaktywności: metoda okresu ustalonego i metoda zrzutu. W tradycyjnych pomiarach reaktywności pierwsza z nich sprowadza się do pomiaru ustalonego okresu reaktora po wprowadzeniu dodatniego zaburzenia reaktywności i zastosowania tzw. równania

odwrotnych godzin (inhour equation). Tradycyjna metoda zrzutu to zmierzenie uskoku mocy ze stanu krytycznego n_0 do poziomu n_1 po zrzucie i obliczenie skoku reaktywności z prostego wzoru: $\Delta\rho[\beta]=1-n_0/n_1$. W metodach okresu ustalonego i zrzutu, stosowanych w reaktorze MARIA, z tradycyjnych metod pozostawiono jedynie procedurę pomiarową, natomiast obliczenia reaktywności prowadzi się za pomocą komputera, wykorzystując tzw. metodę odwrotnej kinetyki reaktora. Szczegóły modelu obliczeniowego opisane są w rozdziale 2.

2. MODEL KINETYKI REAKTORA

Równania opisujące zmiany mocy reaktora w czasie, czyli tzw. równania punktowego modelu kinetyki, w przypadku fotoneutronów i stałego źródła neutronów, są postaci:

$$\begin{aligned} \frac{dn}{dt} &= \frac{(\rho - 1) \beta_{ef}}{\Lambda} n + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i^d + \sum_{j=1}^9 \lambda_j C_j^p + S \\ \frac{dC_i^d}{dt} &= \frac{\gamma^d \beta_i^d}{\Lambda} n - \lambda_i C_i^d \quad i=1 \dots 6 \\ \frac{dC_j^p}{dt} &= \frac{\gamma^p \beta_j^p}{\Lambda} n - \lambda_j C_j^p \quad j=1 \dots 9 \end{aligned} \quad (1)$$

gdzie: n - moc reaktora,

ρ - reaktywność [\$],

Λ - efektywny czas życia neutronów natychmiastowych,

β_{ef} - efektywny udział neutronów opóźnionych i fotoneutronów:

$$\beta_{ef} = \gamma^d \sum_{i=1}^6 \beta_i^d + \gamma^p \sum_{j=1}^9 \beta_j^p$$

β_i^d - udział neutronów opóźnionych i-tej grupy,

β_j^p - udział fotoneutronów j-tej grupy,

λ_i, λ_j - stałe zaniku dla neutronów opóźnionych i fotoneutronów,

C_i^d - moc odpowiadająca neutronom opóźnionym i-tej grupy;

C_j^p - moc odpowiadająca fotoneutronom j-tej grupy;

γ^d - efektywność neutronów opóźnionych,

γ^p - efektywność fotoneutronów;

S - źródło neutronów.

Część parametrów użytych w równaniu (1) to stałe, zależne jedynie od rodzaju materiału rozszczepialnego (paliwa); mowa tu o udziałach i stałych zaniku neutronów opóźnionych. Udziały i stałe zaniku fotoneutronów zależą głównie od materiału źródła (w przypadku reaktora MARIA jest to beryl) lecz zależą również od widma i natężenia promieniowania γ w rdzeniu. Stałe $\beta_i^d, \beta_j^p, \lambda_i$ oraz λ_j , przyjęte do obliczeń w reaktorze MARIA, zestawiono w tabeli 1.

Tabela 1. Udziały i stałe zaniku neutronów i fotoneutronów.

Neutrony opóźnione			Fotoneutrony		
Nr	$\beta_i^d \cdot 10^3$	$\lambda_i [1/s]$	Nr	$\beta_j^p \cdot 10^6$	$\lambda_j [1/s]$
1	0.243	0.0127	1	20.7	2.265E-2
2	1.363	0.0317	2	36.6	8.886E-3
3	1.203	0.115	3	18.5	3.610E-3
4	2.605	0.311	4	36.8	7.453E-4
5	0.819	1.4	5	3.66	2.674E-4
6	0.167	3.87	6	32.0	6.191E-5
			7	2.60	1.591E-5
			8	0.38	2.478E-6
			9	0.57	6.098E-7
$\sum \beta_i^d = 6.4 \cdot 10^{-3}$			$\sum \beta_j^p = 1517510^{-4}$		

Współczynniki efektywności neutronów opóźnionych (γ^d) i fotoneutronów (γ^p) muszą być określone dla danego reaktora, a nawet dla danej konfiguracji rdzenia.

Zależność współczynnika efektywności neutronów opóźnionych γ^d od liczby elementów paliwowych (dla rdzenia zimnego, z paliwem nie wypalonym) oraz dla rdzenia gorącego z paliwem o średnim wypaleniu 20%. Wielkości γ^d maleją ze wzrostem liczby elementów paliwowych; różnica między rdzeniem 6-elementowym a 20-elementowym wynosi ok. 7%. Z drugiej strony w obliczeniach kinetycznych ważny jest stosunek β_{ef}/Λ , a nie bezwzględna wartość β_{ef} . Czas życia neutronów natychmiastowych również maleje ze wzrostem rozmiarów rdzenia:

$$\Lambda \sim (1 + B^2 L^2)^{-1}$$

gdzie: L - długość dyfuzji;

B - parametr (buckling) geometryczny.

W efekcie stosunek β_{ef}/Λ można uznać za stały dla dowolnej konfiguracji rdzenia. Wartość tego stosunku nie zależy również znacząco od stanu rdzenia (gorący lub zimny) i od wypalenia. W dalszych analizach reaktywnościowych, prowadzonych dla reaktora MARIA przyjmowano:

$$\gamma^d = 110\epsilon$$

Określenie współczynnika efektywności fotoneutronów γ^p jest znacznie trudniejsze niż w przypadku efektywności neutronów opóźnionych. Przy podejściu obliczeniowym pożądaną dokładność można jedynie uzyskać stosując obliczenia transportowe dla promieniowania gamma, a w następnej kolejności obliczenia neutronowe, podobne do obliczeń współczynnika γ . Obliczenia współczynnika γ^p prowadzi się zwykle dla stanu równowagi promieniowania gamma i neutronowego, tzn. przy założeniu, że widma i strumienie promieniowania gamma są ustalone.

Współczynnik efektywności fotoneutronów słabo zależy od konfiguracji rdzenia oraz mocy reaktora i wynosi:

$$\gamma^p = 103\epsilon$$

Należy podkreślić, że ze względu na niewielki, w porównaniu z neutronami opóźnionymi, udział fotoneutronów w ogólnym bilansie neutronów, niedokładność określenia γ^p nie wpływa w sposób widoczny na wyniki pomiarów reaktywności.

Poważny wpływ na pomiary reaktywności mają stosunkowo długie czasy życia fotoneutronów; średni czas życia fotoneutronów wynosi około 3.4 godziny podczas gdy średni czas życia neutronów opóźnionych wynosi 12.8 sek. Tak długie czasy życia fotoneutronów oznaczają, że praktycznie niemożliwe jest w czasie pomiarów spełnienie warunków stanu ustalonego.

Pojęcie stanu ustalonego wiąże się z określeniem warunków początkowych dla układu równań (1), nieodzownych do jego rozwiązania. W praktyce pomiarowej warunki początkowe określa się dla stanu ustalonego, odpowiadającego zerowej reaktywności $\rho=0$ (bez źródła) po nieskończone długim okresie czasu. Warunki te są postaci:

$$\begin{aligned} n(0) &= n_0 \\ C_i^d(0) &= \frac{\gamma^d \beta_i^d}{\Lambda \lambda_i} n_0 \quad // i=1 \dots 6 \\ C_j^p(0) &= \frac{\gamma^p \beta_j^p}{\Lambda \lambda_j} n_0 \quad // j=1 \dots 9 \end{aligned} \quad (2)$$

Jeśli nie można jednak przyjąć, że czas pracy reaktora na stałej mocy był nieskończenie długi (zwykle jest to kilkanaście - kilkadziesiąt minut), wówczas warunki początkowe (2) należy przyjąć w postaci:

$$\begin{aligned} n(0) &= n_0 \\ C_i^d(0) &= \frac{\gamma^d \beta_i^d}{\Lambda \lambda_i} n_0 (1 - e^{-\lambda_i \tau}) \quad // i=1 \dots 6 \\ C_j^p(0) &= \frac{\gamma^p \beta_j^p}{\Lambda \lambda_j} n_0 (1 - e^{-\lambda_j \tau}) \quad // j=1 \dots 9 \end{aligned} \quad (3)$$

gdzie: τ - czas pracy reaktora na ustalonej mocy.

W równaniach (1), (2) i (3) można dalej nie wyróżniać fotoneutronów i przyjmować, że kinetykę reaktora opisuje 15 grup neutronów opóźnionych. Po wprowadzeniu tzw. względnych udziałów grup neutronów opóźnionych:

$$\beta_i^d = \gamma^d \beta_i^d / \beta_{ef} \quad \text{dla neutronów opóźnionych,}$$

$$\beta_j^p = \gamma^p \beta_j^p / \beta_{ef} \quad \text{dla fotoneutronów,}$$

oraz przyjmując warunki początkowe (3), układ równań różniczkowych (1) można sprowadzić do równania różniczkowo-całkowego:

$$\begin{aligned} \frac{\Lambda}{\beta_{ef}} \cdot \frac{dn(t)}{dt} &= [\rho(t) - 1] \cdot n(t) + n_0 \sum_{i=1}^{15} \beta_i^d (1 - e^{-\lambda_i \tau}) e^{-\lambda_i t} \\ &+ \sum_{i=1}^{15} \beta_i^p \lambda_i \int_0^t e^{-\lambda_i(t-x)} n(x) dx + \frac{\Lambda}{\beta_{ef}} S \end{aligned} \quad (4)$$

Po przekształceniach równania (4) otrzymuje się podstawowy wzór na reaktywność reaktora:

$$\rho(t) = 1 + \frac{\Lambda}{\beta_{ef}} \cdot \frac{d \ln n(t)}{dt} - \frac{n_0}{n(t)} \cdot \sum_{i=1}^{15} \beta'_i (1 - e^{-\lambda_i \tau}) e^{-\lambda_i t} - \frac{1}{n(t)} \cdot \sum_{i=1}^{15} \beta'_i \lambda_i \int_0^t e^{-\lambda_i(t-x)} n(x) dx - \frac{\Lambda S}{\beta_{ef} n(t)} \quad (5)$$

Jedyną wielkością mierzoną jest moc reaktora $n(t)$ (przez moc reaktora należy rozumieć dowolny parametr, proporcjonalny do mocy reaktora, np. strumień neutronów w miejscu zlokalizowania detektora neutronów). Pomiar mocy odbywa się w równych odstępach czasu Δt .

Przy numerycznym obliczaniu reaktywności, zamiast wzoru (5) stosuje się schemat rekurencyjny:

$$\begin{aligned} F_i(t) &= e_i F_i(t - \Delta t) + n(t - \Delta t) \cdot b_i^0 + n(t) \cdot b_i^1 \\ G_i(t) &= e_i G_i(t - \Delta t) \\ \rho(t) &= 1 + \frac{\Lambda}{\beta_{ef}} \cdot \frac{\ln(n(t)/n(t - \Delta t))}{\Delta t} - \left\{ \sum_i \beta'_i [\lambda_i F_i(t) + G_i(t)] - \rho_0 \right\} \cdot \frac{1}{n(t)} \end{aligned} \quad (6)$$

gdzie:

$$\begin{aligned} e_i &= e^{-\lambda_i \Delta t} \\ b_i^1 &= \frac{1}{\lambda_i} - \frac{1 - e_i}{\lambda_i^2 \Delta t} \\ b_i^0 &= \frac{1 - e_i}{\lambda_i} - b_i^1 \\ \rho_0 &= - \frac{\Lambda S}{\beta_{ef} n_0} \end{aligned}$$

oraz warunki początkowe:

$$\begin{aligned} F_i(0) &= 0 \\ G_i(0) &= 1 - e^{-\lambda_i \tau} \\ n(0) &= n_0 \end{aligned} \quad (7)$$

W procedurze rekurencyjnej (6) występują dwa parametry tj. czas pracy reaktora τ oraz parametr ρ_0 , których znajomość jest nieodzowna do prowadzenia obliczeń reaktywności. Ponieważ określenie tych parametrów jest trudne, zostaną one omówione w dwóch następnych rozdziałach.

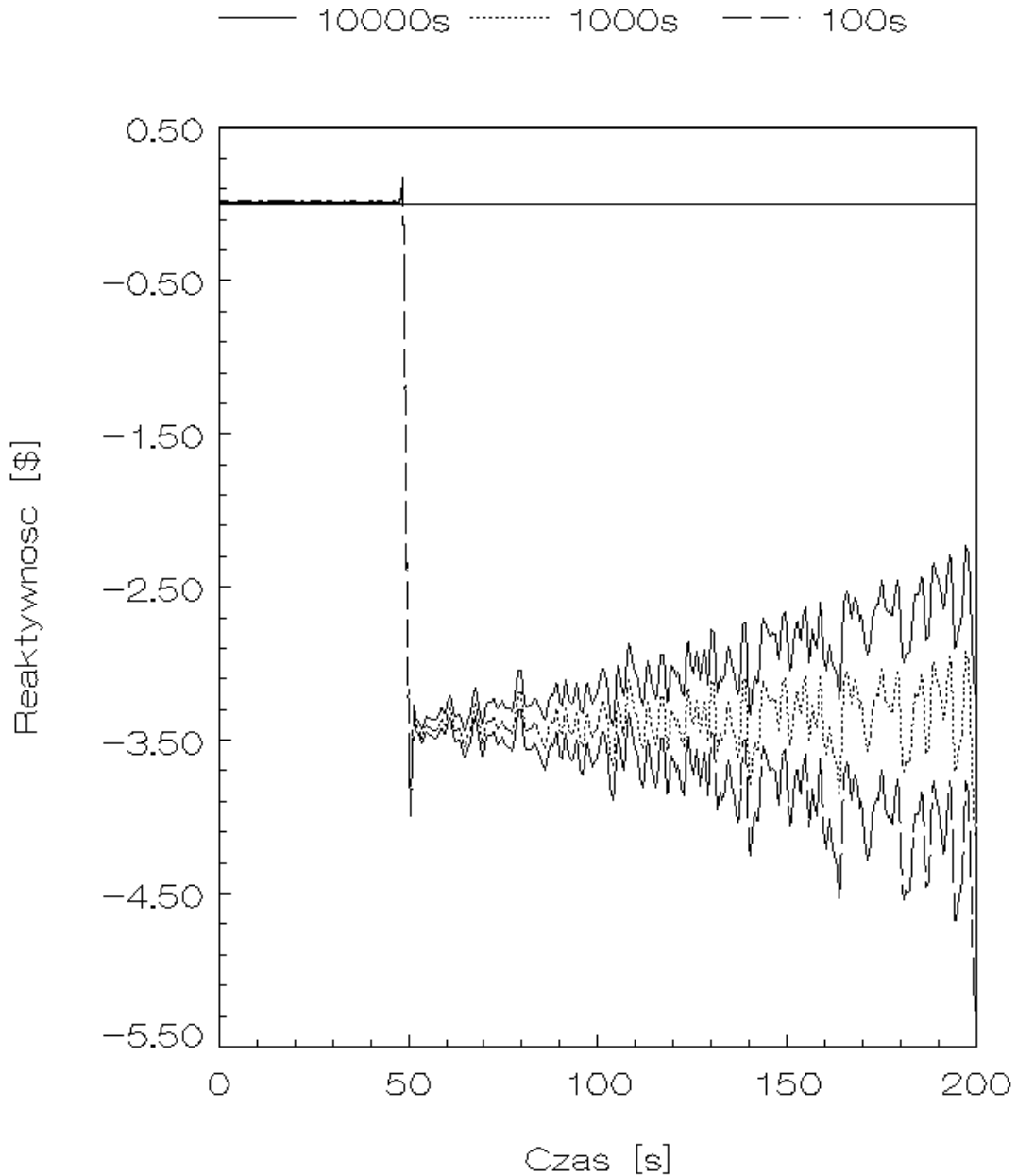
Zgodnie z obliczeniami fizycznymi reaktora MARIA, przedstawionymi w Eksploatacyjnym Raporcie Bezpieczeństwa, w modelu kinetyki reaktora MARIA należy używać następujących parametrów:

$$\beta_{ef} = 6.92 \cdot 10^{-3}$$

$$\Lambda = 144 \mu s$$

3. EFEKT SKOŃCZONEGO CZASU PRACY REAKTORA

W przypadku reaktora z fotonutronami można się spodziewać, że niezbyt długi czas pracy reaktora będzie wpływał na warunki początkowe (7), a tym samym na rozwiązania równań kinetyki (6).



Rys.1. Zmiana reaktywności po zrzucie pręta regulacyjnego.

Na rys.1 przedstawiono przykładowe krzywe zmian reaktywności po zrzucie jednego z prętów regulacyjnych o efektywności $\rho_{PK} \cong -3.5\%$. W trakcie zrzutu zarejestrowano krzywą $n(t)$, a następnie stosując procedurę rekurencyjną (6) odtworzono przebieg krzywej $\rho(t)$. Przed zrzutem reaktywność wynosi $\rho = 0$, natomiast po zrzucie powinna to być wartość stała równa $\rho = \rho_{PK}$. Trzy krzywe odpowiadają różnym czasom pracy reaktora:

$$\tau = 1000 \text{sek}$$

$$\tau = 100 \text{sek}$$

$$\tau = 10 \text{sek}$$

przyjętym w warunkach początkowych (7). W chwili zakończenia zrzutu krzywe $\rho(t)$ osiągają wprawdzie wartość ρ_{PK} , lecz w ciągu następnych kilkudziesięciu sekund systematycznie rosną lub maleją, w zależności od przyjętej stałej τ . W rzeczywistości efektywny czas pracy reaktora przed tym pomiarem wynosił ok. 20 minut.

W przypadku dodatnich skoków reaktywności efekt skończonego czasu pracy reaktora nie jest zauważalny, ponieważ moc reaktora rośnie i znacznie przewyższa poziomy mocy obserwowane na poziomie źródeł neutronów..

Określenie efektywnego czasu pracy reaktora w wielu przypadkach może być utrudnione. Tak jest np. w trakcie pomiarów, polegających na kolejno po sobie następujących zrzutach prętów lub dodatnich skokach reaktywności. Moc reaktora jest w takich przypadkach zmienna i obliczanie efektywnego czasu pracy na stałej mocy, równoważnego okresowi pracy na mocach zmiennych wymagałoby kłopotliwej procedury pomiarowo-obliczeniowej. Dla uniknięcia błędów, związanych z określeniem parametru τ zastosowano procedurę automatycznego dopasowania wartości τ do danych pomiarowych.

W procedurze wykorzystuje się fakt, że przebieg funkcji $\rho(t)$ po zrzucie zależy silnie od parametru τ , wstawionego do warunków początkowych (7). Krzywą $\rho(t)$ można dobrze opisać równaniem liniowym:

$$\rho(t) = \rho_1 + \alpha \cdot t \quad (8)$$

gdzie: t - czas liczony od początku zrzutu,

ρ_1 - wartość reaktywności w chwili po zrzucie,

α - współczynnik nachylenia krzywej $\rho(t)$.

Współczynnik α zależy od parametru τ ; analiza wielu danych pomiarowych wykazała, że zależność ta jest postaci:

$$\alpha(\tau) = A \cdot \ln \tau + B \quad (9)$$

Algorytm obliczeniowy w przypadku pomiaru reaktywności metodą zrzutu jest następujący:

- pomiar i rejestracja mocy $n(t)$;
- obliczenia zależności $\rho(t)$ dla trzech różnych stałych τ :

$$\tau_1 = 600\text{sek}$$

$$\tau_2 = 1800\text{sek}$$

$$\tau_3 = 10000\text{sek}$$

oraz dopasowanie prostych (8) ;

- dopasowanie metodą najmniejszych kwadratów stałych A i B w równaniu (9);
- obliczenie efektywnego czasu pracy reaktora τ_{ef} z równania: $\alpha(\tau_{ef})=0$ czyli:

$$\tau_{ef} = \exp(-B/A) \quad (10)$$

- ostateczne obliczenie funkcji $\rho(t)$ z wartością $\tau = \tau_{ef}$, użytą w warunkach początkowych (7).

W przypadku innych, niż metoda zrzutu, pomiarów reaktywności nie ma potrzeby wprowadzania korekty, związanej z efektywnym czasem pracy reaktora. W pomiarach tym przyjmuje się typową wartość: $\tau = 30\text{mir}$.

4. EFEKT ŹRÓDŁA NEUTRONÓW

Pomiary reaktywności są wykonywane na ogół na małych mocach reaktora rzędu od kilku do kilkudziesięciu kilowatów. W ten sposób unika się dodatkowych zjawisk, zakłócających pomiar, takich jak: efekt temperaturowy reaktywności czy efekt zatrucia ksenonowego. Przy tych poziomach mocy widoczny jest jednak wpływ źródła neutronów z reakcji (γ, n) na berylu.

Intensywność źródła fotonutronów zależy głównie od czasu schładzania reaktora po ostatnim okresie pracy na dużej mocy oraz od tej mocy. Względna intensywność źródła S w równaniach kinetyki zależy ponadto od poziomu mocy, na którym wykonywane są pomiary; przy niskich poziomach mocy efekt źródła może być bardzo silny a przy wyższych - przestaje być widoczny. Dyskusja ta prowadzi do wniosku, że nie jest możliwe ustalenie wartości źródła fotonutronów S i używanie tej wartości jako stałej we wszystkich pomiarach reaktywnościowych. Tak więc źródło fotonutronów S jest kolejnym, po efektywnym czasie pracy reaktora τ_{ef} parametrem, który musi być indywidualnie wyznaczany podczas pomiarów reaktywności.

Z przyczyn, które zostaną omówione poniżej, lepiej używać nowego parametru ρ_0 :

$$\rho_0 = -\frac{\Lambda S}{\beta_{ef} n_0} \quad (11)$$

mającego wymiar reaktywności.

Rozwiązaniem równań kinetyki reaktora ze źródłem w stanie ustalonym jest równanie (11) gdzie: n_0 oznacza ustaloną moc reaktora a ρ_0 - pewną ujemną reaktywność, kompensowaną obecnością stałego źródła neutronów. Mimo, że reaktywność reaktora w tym przypadku nie jest równa zero i wynosi: $\rho = \rho_0$, to jednak taki stan reaktora nazywany jest stanem krytycznym ze źródłem.

Podstawowy problem z uwzględnieniem efektu źródła w pomiarach reaktywności polega na tym, że nieznana jest aktualna intensywność źródła fotonutronów. Typowe pomiary reaktywnościowe w reaktorze badawczym polegają na przejściu od stanu krytycznego, któremu odpowiada reaktywność: $\rho = \rho_0 = 0$ (reaktor bez źródła) lub:

$$\rho = \rho_0 = -\frac{\Lambda S}{\beta_{ef} n_0}$$

w przypadku reaktora ze źródłem, do innego stanu o stałej reaktywności: $\rho_1 = const$. W przypadku, gdy reaktywność $\rho_1 > 0$ czas zmiany reaktywności od ρ_0 do ρ_1 trwa zwykle kilkadziesiąt sekund. Zmianę reaktywności od ρ_0 do $\rho_1 < 0$ można uzyskać nawet bardzo szybko (czas rzędu 0.5 sek) jeśli dokonuje się tzw. zrzutu pręta

pochłaniającego. Algorytm rekurencyjny, opisany równaniami (6) powinien odtwarzać rzeczywisty przebieg zmian reaktywności $\rho(t)$ od początkowego stanu ustalonego ρ_0 do stanu końcowego ρ_1 .

Jeśli we wzorach (6) dokonać podstawienia:

$$\rho'(t) = \rho(t) - \frac{\rho_0}{n(t)} \quad (12)$$

to równanie rekurencyjne dla reaktywności jest postaci:

$$\rho'(t) = 1 - \frac{\Lambda}{\beta_{ef}} \cdot \frac{\ln[n(t)/n(t-\Delta t)]}{dt} - \left\{ \sum_i \beta_i' [\lambda_i F_i(t) + G_i(t)] \right\} \cdot \frac{1}{n(t)} \quad (13)$$

Zastosowanie schematu rekurencyjnego (6) wraz ze wzorem (13) oznacza przyjęcie założenia, że źródło neutronów nie jest uwzględniane w obliczeniach.

Na rys.2 pokazano przebieg zmian reaktywności $\rho'(t)$ (krzywa przerywana - przed korekcją) uzyskany po zastosowaniu algorytmu (6) oraz wzoru (13) do danych pomiarowych; w czasie pomiaru wprowadzono do reaktora w stanie krytycznym pewną stałą reaktywność poprzez podniesienie pręta pochłaniającego. Po zakończeniu podnoszenia pręta, co nastąpiło po czasie $t_0 \approx 75' sek$, zależność $\rho'(t)$ nie jest ustalona, ponieważ opisuje ją równanie (12). Stała, z dokładnością do błędów statystycznych, powinna być natomiast funkcją:

$$\rho(t) = \rho'(t) + \frac{\rho_0}{n(t)} \approx const. = \rho_1 \quad t > t_0 \quad (14)$$

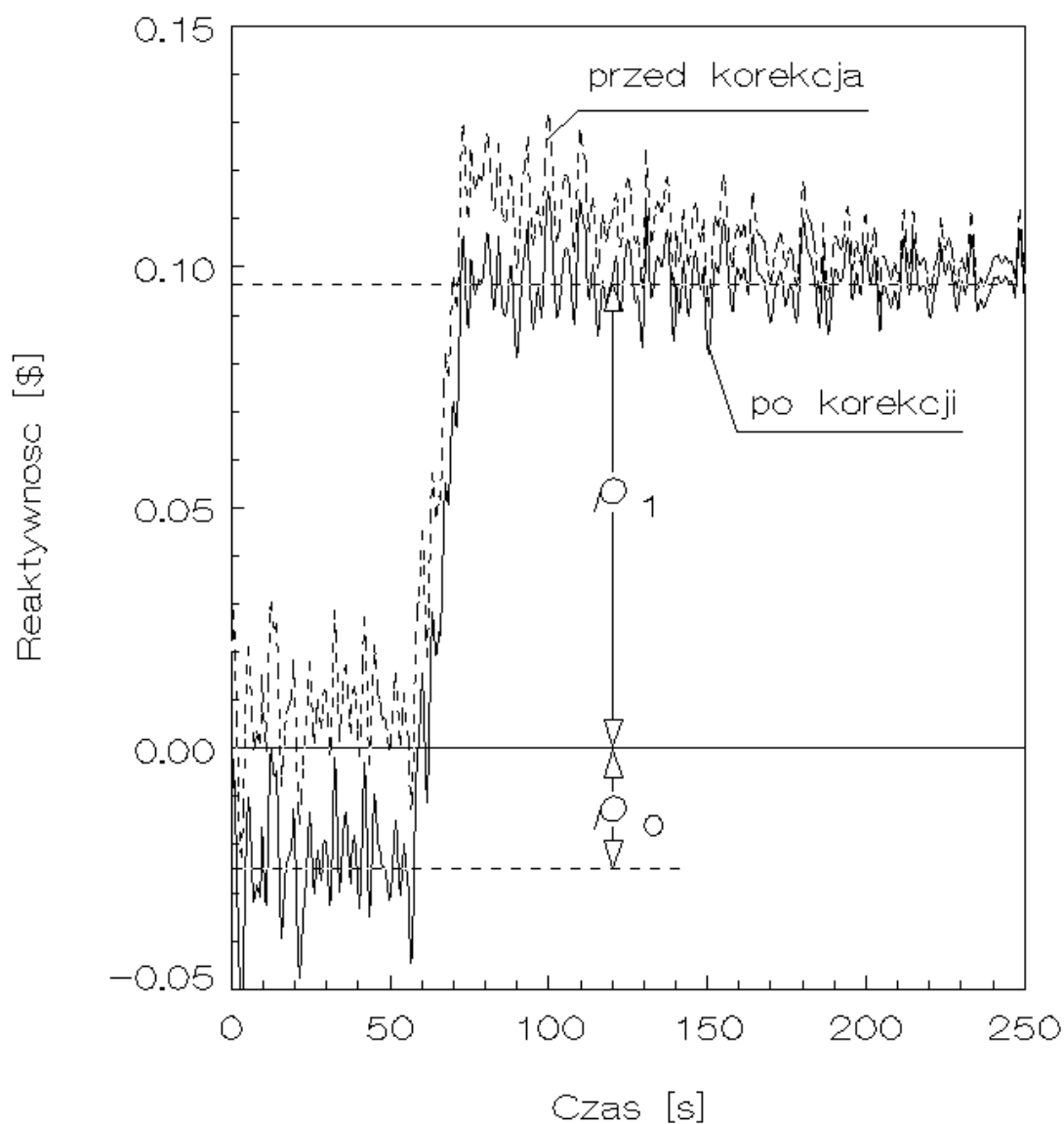
Znając przebieg mocy $n(t)$ oraz reaktywności przed korekcją $\rho'(t)$ można metodą najmniejszych kwadratów wyznaczyć stałe ρ_0 i ρ_1 , czyli reaktywności reaktora przed zaburzeniem reaktywnościowym i po ustaleniu dodatniej reaktywności.

W tym celu wprowadza się funkcję:

$$K(\rho, \rho_0) = \int_{t_0}^{t_1} [\rho'(t) + \rho_0/n(t) - \rho_1]^2 dt \quad (15)$$

gdzie czas t_1 oznacza koniec pomiaru, a parametry ρ_0 i ρ_1 odpowiadają minimum funkcji (15):

$$\frac{\partial K}{\partial \rho_0} = 0 \quad \frac{\partial K}{\partial \rho_1} = 0 \quad (16)$$



Rys.2. Przebieg zmian reaktywności po skokowym podniesieniu pręta pochłaniającego.

Równania (16) można doprowadzić do układu równań:

$$-a_2 \rho_0 + a_1 \rho_1 = b_1 \quad \text{or} \quad -a_1 \rho_0 + a_0 \rho_1 = b_0 \quad (17)$$

gdzie:

$$a_2 = \int_{t_0}^{t_1} \frac{dt}{n^2(t)} \quad a_1 = \int_{t_0}^{t_1} \frac{dt}{n(t)} \quad a_0 = t_1 - t_0$$

$$b_1 = \int_{t_0}^{t_1} \frac{\rho'(t) dt}{n(t)} \quad b_0 = \int_{t_0}^{t_1} \rho'(t) dt$$

Używając parametru ρ_0 , obliczonego z równań (17) można wyznaczyć rzeczywisty (po korekcji) przebieg zmian reaktywności:

$$\rho(t) = \rho'(t) + \frac{\rho_0}{n(t)} \quad (18)$$

Na rys.2 krzywą $\rho(t)$ zaznaczono linią ciągłą. Różnica reaktywności między stanem początkowym a końcowym wynosi:

$$\Delta\rho = \rho_1 - \rho_0 \quad (19)$$

Danym przedstawionym na rys.2 odpowiadają wartości:

$$\rho_0 = -0.026 \text{ } \rho_1 = 0.097 \text{ } \Delta\rho = 0.123$$

Pomiary, przedstawione na rys.2 wykonano dla mocy $n_0 \approx 3 \text{ kW}$. Typowe wartości "reaktywności źródła" ρ_0 dla mocy reaktora rzędu kilku-kilkunastu kW mieszczą się w granicach: $-0.05 \div -0.005$.

W przypadku wprowadzania dużych, ujemnych zaburzeń reaktywności np. w wyniku zrzutu pręta pochłaniającego, efekt źródła neutronów jest niemierzalny.

Algorytm obliczeniowy, prowadzący do uwzględnienia efektu źródła neutronów jest następujący:

- pomiar i rejestracja mocy $n(t)$;
- obliczenia zależności $\rho'(t)$ z zastosowaniem algorytmu (6) bez źródła;
- obliczenia parametrów ρ_0 i ρ_1 wg wzorów (17);
- obliczenia rzeczywistego przebiegu zmian reaktywności wg wzoru (18).

5. EFEKT INTERFERENCJI PRĘTÓW.

Kalibracja prętów pochłaniających, czyli pomiar ich efektywności jest podstawowym pomiarem eksploatacyjnym w reaktorze. Znajomość krzywych kalibracyjnych prętów pozwala na proste określanie efektów reaktywnościowych takich jak np. wagi reaktywnościowe elementów rdzenia, urządzeń do napromieniowania materiałów tarczowych i samych tarcz, efektów temperaturowych, zatrucia ksenonem-135 itp. Najważniejszym jednak celem kalibracji prętów jest określanie tzw. zapasu reaktywności rdzenia.

Istnieje kilka, nieznacznie różniących się definicji zapasu reaktywności. W reaktorze MARIA przyjęto, że zapasem reaktywności danego rdzenia w określonej chwili czasu jest reaktywność dodatnia, która zostałaby wprowadzona do rdzenia po podniesieniu do góry wszystkich prętów regulacyjnych z prętem automatycznej regulacji włącznie.

Częściowe zagłębienie prętów pochłaniających i związane z tym wprowadzenie ujemnej reaktywności służy do skompensowania dodatniego zapasu reaktywności. Znajomość krzywych kalibracyjnych, czyli zależności efektywności prętów od ich zagłębienia w rdzeniu pozwala w zasadzie na określenie zapasu reaktywności rdzenia w dowolnym czasie.

5.1. Metody pomiaru efektywności prętów.

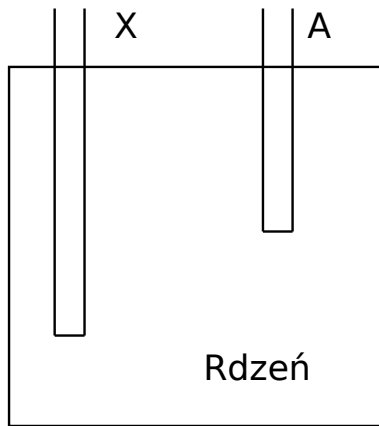
Przed przystąpieniem do dalszej dyskusji metody określania zapasu reaktywności warto przypomnieć metody pomiaru efektywności prętów pochłaniających. W reaktorze MARIA stosowane są trzy metody kalibracji prętów:

- metoda ustalonego okresu,
- metoda kompensacji,
- metoda zrzutu prętów.

Metoda ustalonego okresu.

Metoda nazywana jest wprawdzie metodą ustalonego okresu, lecz wynika to raczej z tradycyjnej metodyki tego typu pomiarów niż z wymagania stałego okresu reaktora. Istotą metody jest "ważenie" pręta odcinkami, o które pręt jest podnoszony, co prowadzi do wzrostu mocy.

Metodę pomiaru obrazuje poniższy schemat, przedstawiający pomiar reaktywności jednego z odcinków "ważonego" pręta.

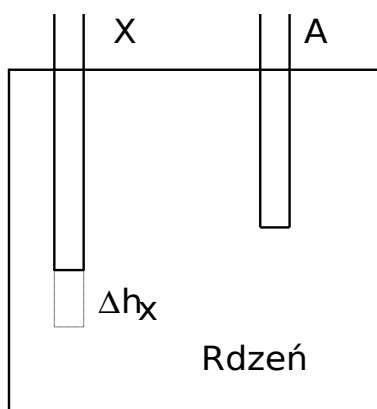


a. Stan początkowy:

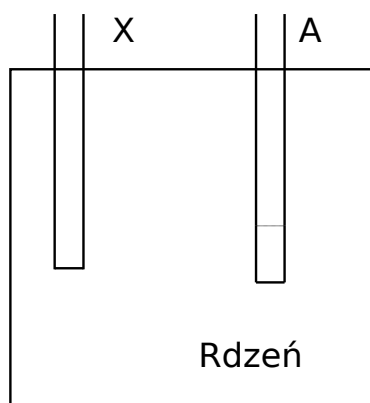
- reaktor krytyczny sterowany ręcznie,
- oznaczenia prętów:

X - pręt "ważony",

A - pręt kompensujący.



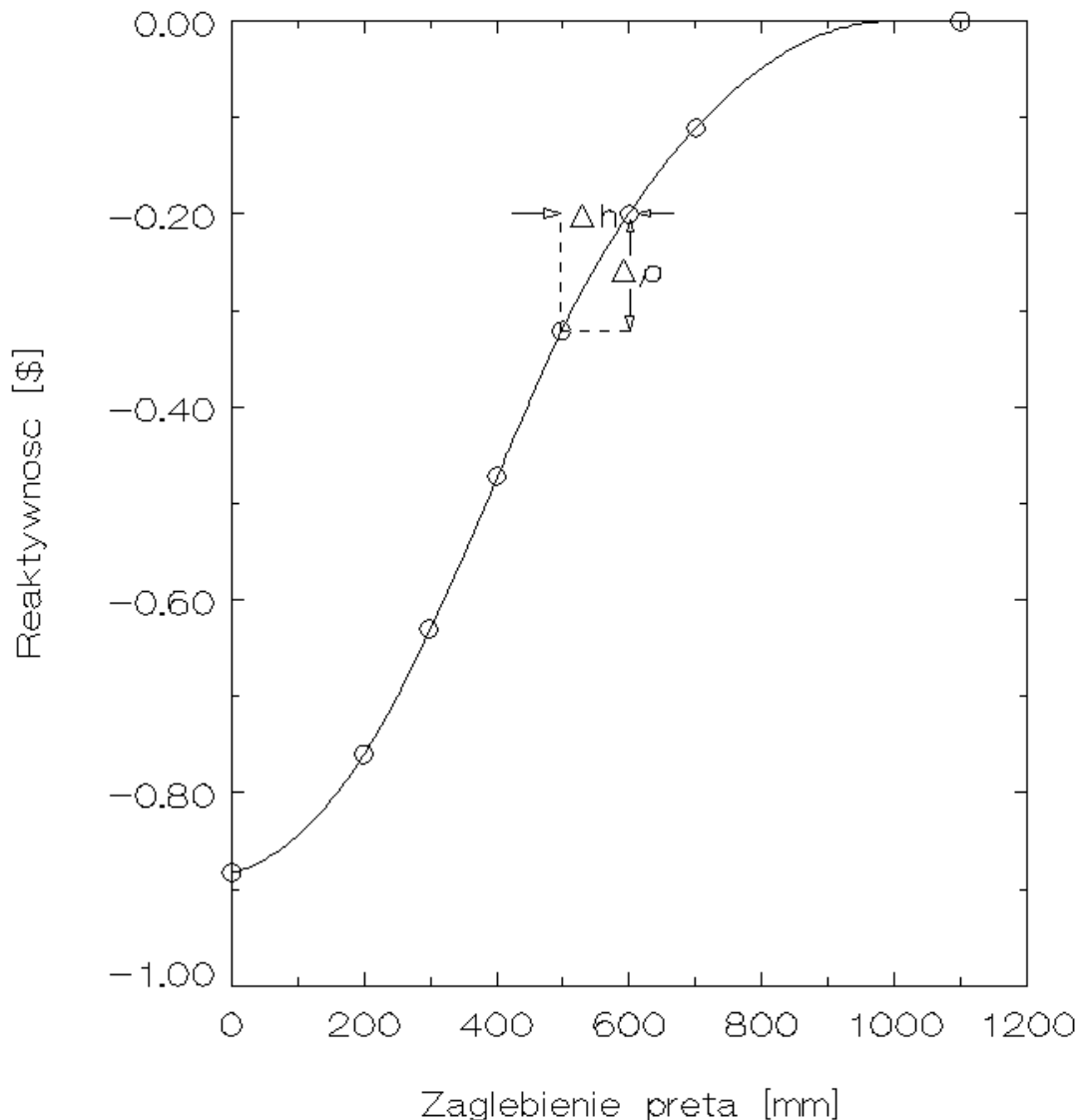
- b. Podniesienie "ważonego" pręta X o Δh_X , wzrost mocy; w końcowej fazie jest to wzrost wykładniczy; pomiar dodatniej reaktywności $\Delta\rho_X$ wywołanej podniesieniem pręta.



- c. Obniżenie pręta kompensującego A i doprowadzenie reaktora do stanu krytycznego z nowym położeniem pręta X, ustalonym w poprzednim kroku.

- d. Kontynuacja kroków a,b i c aż do pełnego podniesienia pręta X. Z poszczególnych Δh_X i $\Delta\rho_X$ konstruowana jest krzywa kalibracyjna badanego pręta.

Na rys.3 przedstawiono przykładową krzywą kalibracji pręta PAR, zmierzoną metodą okresu ustalonego. Pokazano zarówno punkty pomiarowe jak i krzywą, która powstała z parabolicznej interpolacji danych doświadczalnych.



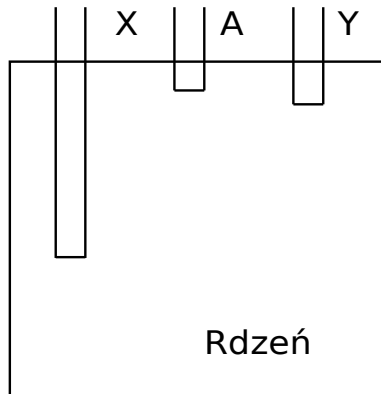
Rys.3. Krzywa kalibracyjna pręta PAR

W metodzie okresu ustalonego odcinki Δh_x są wybierane tak, aby odpowiadające im skoki reaktywności $\Delta \rho_x$ nie przekraczały 0.2\$. Do kompensacji ruchu badanego pręta X używa się zwykle pręta A najbardziej oddalony od X w celu zminimalizowania ich wzajemnego oddziaływania. Niestety wpływ pozostałych prętów na efektywność pręta X jest nie do uniknięcia.

Zaletą metody jest to, że uzyskuje się bezwzględne wartości reaktywności pręta w funkcji jego zaglebienia. Wadą jest natomiast długi czas kalibracji.

Metoda kompensacji.

Jeśli znana jest krzywa kalibracyjna jednego pręta lub np. reaktywność wzorcowego pochłaniacza, wówczas można stosować metodę pomiaru względnego czyli metodę kompensacji. Zasadę kalibracji prętów tą metodą pokazuje poniższy schemat.



a. Stan początkowy:

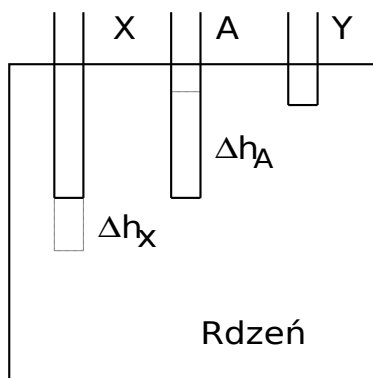
- reaktor krytyczny sterowany automatycznie,

- oznaczenia prętów:

X - pręt "ważony",

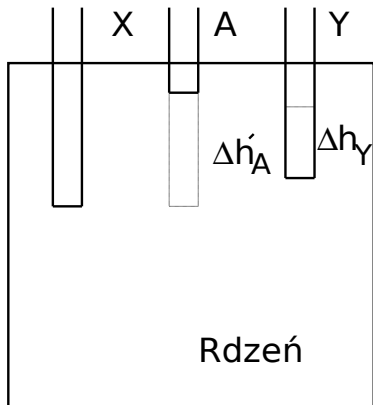
A - pręt wzorcowy,

Y - pręt kompensujący.



b. Podniesienie mierzonego pręta X o Δh_X i dla skompensowania - opuszczenie pręta wzorcowego A o Δh_A . Ponieważ krzywa kalibracyjna pręta A jest znana, można określić zmianę jego reaktywności na skutek opuszczenia o Δh_A . Zmiana efektywności pręta X jest zatem:

$$\Delta\rho_X(\Delta h_X) = -\Delta\rho_A(\Delta h_A).$$



- c. Opuszczenie pręta kompensującego Y o Δh_Y tak, aby pręt wzorcowy znalazł się w pobliżu swojego górnego położenia (p-kt a.) czyli podniósł się o $\Delta h'_A$. W tym kroku następuje nie tylko przywrócenie początkowej pozycji pręta A w celu kontynuowania procedury, lecz również skalowanie pręta Y; podobnie jak w punkcie b.:

$$\Delta\rho_Y(\Delta h_Y) = -\Delta\rho_A(\Delta h'_A).$$

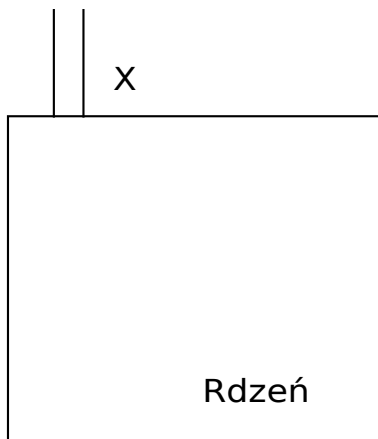
- d. Kontynuacja kroków a,b i c. Z odcinków Δh_X i Δh_Y oraz odpowiadających im aktywności: $\Delta\rho_X$ i $\Delta\rho_Y$, można utworzyć krzywe kalibracyjne prętów X i Y. Warunkiem koniecznym jest, aby podnoszenie (opuszczanie) prętów odbywało się w pełnym zakresie ruchu prętów. Krzywe kalibracyjne są podobne do krzywej, przedstawionej na rys.3.

W reaktorze MARIA jako pręt wzorcowy wybiera się zwykle pręt automatycznej regulacji PAR. Dzięki temu podczas pomiarów moc reaktora jest stabilizowana automatycznie. W szczególności krok b. powyższej procedury odbywa się automatycznie i operator musi jedynie odczytywać położenia prętów.

Skalowanie prętów metodą kompensacji jest pomiarem względnym. Pozwala jednak na szybkie skalowanie wszystkich prętów. Dodatkowo, z pomiarów tych można uzyskać informacje o interferencji prętów.

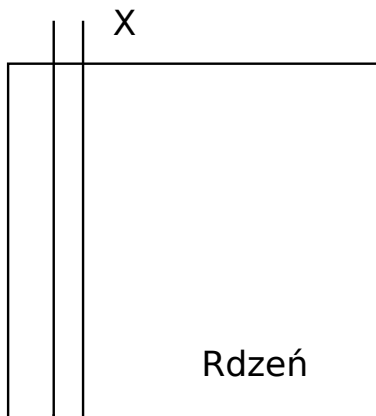
Metoda zrzutu pręta.

Najszybszą metodą, pozwalającą na pomiar całkowitej efektywności pręta jest metoda zrzutu, przedstawiona schematycznie poniżej.



a. Stan początkowy:

- reaktor krytyczny sterowany ręcznie,
- pręt "ważony" X w swoim skrajnym górnym położeniu.



b. Zrzut pręta do skrajnego dolnego położenia; spadek mocy; pomiar ujemnej reaktywności ρ_X^0 , odpowiadającej całkowitej efektywności pręta.

c. Powtórzenie kroków a. i b. dla wszystkich prętów. Zakładając, że względny charakter krzywych kalibracyjnych jest stały dla każdego pręta, można dokonać przeliczenia

charakterystyk prętów tak, aby ich całkowite efektywności odpowiadały wartościom zmierzonym metodą zrzutu.

Przy częstych zmianach konfiguracji rdzenia reaktora MARIA i wymaganych w tej sytuacji kalibracjach prętów, najczęściej stosuje się metodę zrzutu. Wadą metody jest, podobnie jak w przypadku pozostałych metod, nieuwzględnienie efektu interferencji prętów.

5.2. Efekt temperaturowy reaktywności

Efekt temperaturowy reaktywności w reaktorze MARIA jest dość duży. Np. spadek temperatury moderatora z 60° do 20°C powoduje wzrost reaktywności rdzenia o około 0.8\$. Oznacza to, że pomiar zapasu reaktywności może być obciążony dodatkowym błędem systematycznym, związanym z różnicami temperatur moderatora w czasie odczytu stanów kompensacji.

Aby uniknąć błędu, związanego z efektem temperaturowym, wszystkie pomiary zapasu reaktywności należy odnieść do stałej temperatury odniesienia. Ponieważ największe znaczenie mają pomiary zapasu reaktywności na małych mocach podczas rozruchu reaktora, jako temperaturę odniesienia przyjęto: $T_0 = 20^{\circ}\text{C}$. Odnoszenie wielkości zapasu reaktywności do pewnej stałej temperatury jest równoważne wprowadzaniu poprawki na efekt temperaturowy do wzoru na ρ_{ex} ; wzór (24) przyjmuje postać:

$$\rho_{ex} \approx \sum_{n=1}^N \rho_n^0 f_n + \sum_{n=1}^{N-1} \sum_{m=n+1}^N \rho_{nm} f_n f_m + \Delta\rho(\bar{T}, T_0)$$

gdzie: $\Delta\rho(\bar{T}, T_0)$ jest efektem temperaturowym reaktywności a \bar{T} - średnią temperaturą wody w kanałach paliwowych podczas pomiaru zapasu reaktywności.

Ujemny efekt temperaturowy reaktywności przedstawia się zwykle w postaci zależności:

$$\Delta\rho(\bar{T}, T_0) = \alpha \cdot (\bar{T} - T_0)$$

gdzie współczynnik α nazywany jest temperaturowym współczynnikiem reaktywności; współczynnik ten zależy również od początkowej i końcowej temperatury moderatora. Aktualne pomiary wykazały, że przy temperaturze odniesienia 20°C współczynnik α wynosi:

$$\alpha(\bar{T}) = 4.3 \cdot 10^{-3} \cdot (1 - 0.067 \cdot \bar{T} + 0.0016 \cdot \bar{T}^2) \text{ [}\$/^{\circ}\text{C]}$$