ZESZYTY NAUKOWE POLITECHNIKI ŚLĄSKIEJ 1969

Seria: ENERGETYKA z. 31 Nr kol. 253

JERZY TOMECZEK
Katedra Teorii Maszyn Cieplnych

NIEUSTALONE POLE TEMPERATURY W PALIWIE I CHŁODZIWIE REAKTORA CHŁODZONEGO WODĄ POD CIŚNIENIEM*)

W pracy opracowano zależności opisujące zmianę temperatury paliwa, chłodziwa i gęstości źródeł ciepła po dowolnej zmianie reaktywności lub skokowej zmianie strumienia chłodziwa. Równania bilansu energii rozwiązano w układzie dwóch współrzędnych geometrycznych. Dla równań kinetyki neutronów wykorzystano rozwiązanie Keepina i Coxa [4].

Wyniki porównano z rozwiązaniem, w którym przyjęto równania bilansu energii w układzie jednej współrzędnej geometrycznej.

1. Wstęp

Zakłócenie równowagi w reaktorze jądrowym zachodzi najczęściej poprzez zmianę reaktywności lub zmianę strumienia chłodziwa. Reaktor pomimo tego, że jest asymtotycznie stabilny może osiągnąć w stanie nieustalonym obszar parametrów niebezpiecznych. Z tego względu konieczna jest znajomość zmiany w czasie takich parametrów jak: maksymalna temperatura w osi paliwa, maksymalna temperatura na powierzchni paliwa, temperatura chłodziwa. Znajomość rozkładu temperatury umożliwia ponadto poznanie rozkładu naprężeń termicznych panujących w elemencie paliwowym.

*) Artykuł jest streszczeniem fragmentu pracy doktorskiej pt.: "Nieustalone stany cieplne w wodnym reaktorze jądrowym". Promotorem pracy był prof. dr inż. Stanisław Ochęduszko.

Rozważania przeprowadzone w niniejszej pracy mają istotne znaczenie w reaktorach, w których liczba Biota (obliczona dla powierzchni elementu paliwowego) jest duża. Inaczej mówiąc, mają znaczenie w układach, w których współczynnik przejmowania ciepła od paliwa do chłodziwa jest duży lub duża jest średnica elementu paliwowego bądź też mały jest współczynnik przewodzenia ciepła w materiale elementu paliwowego. Ostatni warunek spełniony jest zawsze w przypadku elementów paliwowych z UO_2.

Analiza stanu nieustalonego wymaga rozwiązania równań bilansu energii w paliwie i chłodziwie oraz równań kinetyki neutronów. W tym celu założono, że:

a) spełniony jest punktowy model kinetyki uwzględniający sześć grup neutronów opóźnionych,

b) przewodzenie ciepła w elemencie paliwowym odbywa się tylko w kierunku normalnym do jego osi [6],

c) przewodzenie ciepła w chłodziwie wzdłuż kanału chłodzącego jest znikome,

d) współczynnik wyrównywania temperatury w paliwie jest niezmienny,

e) temperatura chłodziwa jest niezmienna w poprzecznym przekroju kanału,

f) przekazywanie ciepła od paliwa do chłodziwa odbywa się tylko poprzez konwekcję,

g) pręt paliwowy traktowany będzie jak jednorodny pręt o rozmiarze zewnętrznym równym wewnętrznemu rozmiarowi osłony paliwa - opór cieplny osłony paliwa dodany zostanie do oporu konwekcyjnego,

h) temperatura chłodziwa na dopływie do reaktora jest niezmienna.

2. Pole temperatury w stanie nieustalonym

Równania bilansu energii dla paliwa i chłodziwa mają postać:

$$\frac{\partial t_u\left[r^+,z^+,(Fo)\right]}{\partial (Fo)} = \nabla^2_{r^+} t_u + \mathcal{E} q_v\left[r^+,z^+,(Fo)\right]$$

$$\frac{\partial t_c\left[z^+,(Fo)\right]}{\partial (Fo)} + B\,\frac{\partial t_c\left[z^+,(Fo)\right]}{\partial z^+} =$$

$$= A\left\{t_u\left[1,z^+,(Fo)\right] - t_c\left[z^+,(Fo)\right]\right\} + \Gamma P\left[z^+,(Fo)\right] \qquad (1)$$

Układ równań (1) należy rozwiązać przy następujących warunkach brzegowych:

$$\left.\frac{\partial t_u}{\partial r^+}\right|_{r^+=1} + (Bi)\left\{t_u\left[1,z^+,(Fo)\right] - t_c\left[z^+,(Fo)\right]\right\} = 0$$

$$\left.\frac{\partial t_u}{\partial r^+}\right|_{r^+=0} = 0 \qquad (2)$$

$$t_c\left[0,(Fo)\right] = t_{co} = 0$$

Przed zaistnieniem zakłócenia reaktor był w stanie równowagi termicznej, przy czym temperatury paliwa i chłodziwa wynosiły $t_u(r^+,z^+,0)$ i $t_c(z^+,0)$.

Rozwiązanie zagadnienia brzegowego (1), (2) jest utrudnione przez obecność pochodnej $\frac{\partial t_u}{\partial z^+}$ w drugim z równań (1). Celem usunięcia tej niedogodności dokonany zostanie podział komórki na elementy wzdłuż osi z^+. Oznaczając przez h_β wysokość elementu $\beta\left(\sum_{\beta=1}^{n} h_\beta = 1\right)$, przez $t_{c\beta}$ temperaturę chłodziwa na granicy elementów β i $\beta+1$ oraz zakładając, że w obrębie jednego elementu temperatura chłodziwa zmienia się liniowo, można zanotować

$$\left.\frac{\partial t_c}{\partial z^+}\right|_\beta = 2\,\frac{t_{c\beta m} - t_{c\beta-1}}{h_\beta} \tag{3}$$

Przyjęty zostanie następujący rozkład źródeł q_v ciepła i strumienia P ciepła

$$q_v(r,z,\tau) = f(z)\,q_{vo}(r,\tau) = \sin\frac{\pi(z+\delta)}{H+2\delta}\,q_{vo}(\tau)$$
$$P(z,\tau) = f(z)\,P_o(\tau) = \sin\frac{\pi(z+\delta)}{H+2\delta}\,P_o(\tau) \tag{4}$$

Celem rozwiązania powstałego zagadnienia wykonane zostanie w otrzymanych równaniach i warunkach brzegowych przekształcenie Laplace'a

$$\overline{f}(s) = \int_0^\infty e^{-s(Fo)}\,f\left[(Fo)\right]d(Fo), \tag{5}$$

a następnie przekształcenie całkowe o postaci

$$\overline{\overline{f}}(\xi,s) = \int_0^1 R(\xi r^+)\,\overline{f}(r^+,s)\,dr^+ \tag{6}$$

Jądro $R(\xi r^+)$ transformacji całkowej (6) uzależnione jest od geometrii układu (zest. 1).

Po przekształceniach uzyskuje się układ (2n-1) równań o postaci

$$\left[W\right]\left[\bar{t}\right] = \left[K\right] \tag{7}$$

gdzie macierze:

$$\left[W\right] = \begin{bmatrix} F_1 & 0 & . & . & 0 & 0 & 0 & . & 0 \\ 0 & F_2 & . & . & 0 & -B_2 & 0 & . & 0 \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ 0 & 0 & . & . & F_n & 0 & 0 & . & -B_n \\ 2 & 0 & . & . & 0 & -1 & 0 & . & 0 \\ -2 & 2 & . & . & 0 & 0 & -1 & . & 0 \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ \pm 2 & \mp 2 & . & 2 & 0 & 0 & 0 & . & -1 \end{bmatrix} \tag{8}$$

$$\left[K\right] = \begin{bmatrix} t_{c1m}(0) + \Gamma_1 \bar{P}_o + \sum\limits_{i=1}^{\infty} E_{\xi i}(s)\left[\bar{t}_{u1m}(\xi_i, 0) + \varepsilon_1 \bar{q}_{vo}\right] \\ \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \\ t_{cnm}(0) + \Gamma_n \bar{P}_o + \sum\limits_{i=1}^{\infty} E_{\xi i}(s)\left[\bar{t}_{unm}(\xi_i, 0) + \varepsilon_n \bar{q}_{vo}\right] \\ 0 \\ \cdots\cdots \\ 0 \end{bmatrix} \tag{9}$$

$$\left[\bar{t}\right] = \begin{bmatrix} \bar{t}_{c1m} \\ \cdots \\ \bar{t}_{cnm} \\ \bar{t}_{c1} \\ \cdots \\ \bar{t}_{c,n-1} \end{bmatrix} \tag{10}$$

oraz

$$F_{\beta} = s + B_{\beta} + 2A \sum_{i=1}^{\infty} a_i \, T(\xi_i) \frac{s}{s + \xi_i^2} \int_0^1 R(\xi_i r^+) dr^+ \tag{11}$$

Wielkości a_i oraz $T(\xi_i r^+)$ zależą od geometrii elementów paliwowych (zest. 1), zaś ξ_i są pierwiastkami równania

$$\left. \frac{dT(\xi r^+)}{dr^+} \right|_{r^+=1} + T(\xi)(Bi) = 0$$

Rozwiązanie równania (7) ma postać:

$$\bar{t}_{c\beta m} = \sum_{\gamma=1}^{2n-1} K_{\gamma} \frac{D_{\gamma\beta}}{|W|} \tag{12}$$

gdzie $D_{\gamma\beta}$ jest dopełnieniem algebraicznym wyrazu (γ,β) wyznacznika głównego $|W|$ macierzy (8).

Wykonując w równaniu (12) odwrotne przekształcenie Laplace'a

$$f[(Fo)] = \mathcal{L}^{-1}\left[\bar{f}(s)\right] = \frac{1}{2\pi j} \int_{c-j\infty}^{c+j\infty} e^{s(Fo)} \bar{f}(s) ds \tag{13}$$

uzyskuje się średnią temperaturę chłodziwa w strefie β

$$t_{c\beta m}[(Fo)] = \sum_{\gamma=1}^{n} \sum_{\nu=1}^{(\mu+1)n} M_{\gamma\beta}(s_{\nu}) \Big\{ t_{c\gamma m}(0) \, e^{s_{\nu}(Fo)} + \Gamma_{\gamma} Y_{s_{\nu}}[(Fo)] +$$
$$+ \sum_{i=1}^{\mu} E_{\xi i} \Big[\Big[\bar{t}_{u\gamma m}(\xi_i, 0) \frac{1}{s_{\nu} + \xi_i^2} \left(e^{s_{\nu}(Fo)} - e^{-\xi_i^2 (Fo)}\right) +$$
$$+ \varepsilon_{\gamma} \frac{1}{s_{\nu} + \xi_i^2} \left(\bar{X}_{s_{\nu}}[(Fo)] - \bar{X}_{-\xi_i^2}[(Fo)]\right)\Big]\Big]\Big\} \tag{14}$$

gdzie:

$$Y_a\left[(Fo)\right] = \int_0^{(Fo)} e^{a\left[(Fo)-y\right]} P_o(y)dy \tag{15}$$

$$\bar{\bar{X}}_a\left[(Fo)\right] = \int_0^{(Fo)} e^{a\left[(Fo)-y\right]} \bar{\bar{q}}_{vo}(y)dy \tag{16}$$

oraz

$$E_{\xi_i} = 2\ A\ a_i\ T(\xi_i) \tag{17}$$

$$\mathcal{E}_\beta = \frac{d^2}{C_u\ h_\beta\ a} \int_{z_{\beta-1}}^{z_\beta} f(z^+)dz^+,\ \Gamma_\beta = \frac{1-\gamma}{A_c\ C_c}\mathcal{E}_\beta \tag{18}$$

W wyrażeniu (14) przyjęto $B_1 \neq B_2 \neq \dots \neq B_n$ w związku z czym spełniona jest równość:

$$\mathcal{L}^{-1}\left[\frac{D_{\gamma\beta}}{|W|}\right] = \sum_{\nu=1}^{n(\mu+1)} M_{\gamma\beta}(s_\nu)e^{s_\nu(Fo)} \tag{19}$$

gdzie s_ν są pojedynczymi miejscami zerowymi wyznacznika $|W|$, zaś μ oznacza ilość wyrazów szeregu w wyrażeniu (11).

Średnią temperaturę strefy β paliwa wyraża równanie:

$$t_{u\beta m}\left[r^{+},(Fo)\right] = t_{c\beta m}\left[(Fo)\right] + 2\sum_{i=1}^{\infty} a_i\, T(\xi_i r^{+})\left\{\bar{\bar{t}}_{u\beta m}(\xi_i,0)e^{-\xi_i^2(Fo)} + \right.$$

$$\left. - \bar{\bar{t}}_{c\beta m}\left[(Fo)\right] + \xi_i^2\, e^{-\xi_i^2(Fo)} * \bar{\bar{t}}_{c\beta m}\left[\xi_i,(Fo)\right] + \mathcal{E}_\beta \bar{\bar{X}}_{-\xi_i^2}\left[(Fo)\right]\right\} \quad (20)$$

Zestawienie 1

Funkcje $R(\xi r^{+})$, $T(\xi r^{+})$ oraz a_k dla geometrii płaskiej i cylindrycznej [8]

Funkcja	Geometria płaska	Geometria cylindryczna
$R(\xi r^{+})$	$\cos(\xi x^{+})$	$r^{+} J_o(\xi r^{+})$
$T(\xi r^{+})$	$\cos(\xi x^{+})$	$J_o(\xi r^{+})$
a_k	$\dfrac{\xi_k^2 + (Bi)^2}{\xi_k^2 + (Bi)^2 + (Bi)}$	$\dfrac{\xi_k^2}{\xi_k^2 + (Bi)^2}\,\dfrac{1}{J_o^2(\xi_k)}$

3. Równania kinetyki neutronów

Dla punktowego modelu kinetyki neutronów przy założeniu, że efektywność neutronów opóźnionych jest równa jedności można zanotować równania kinetyki w postaci [4]

$$\frac{dn(\tau)}{d\tau} = \frac{k(\tau)(1-\beta) - 1}{\Lambda}\, n(\tau) + \sum_{i=1}^{6} \lambda_i\, C_i(\tau)$$

$$\frac{dC_i}{d\tau} = \frac{\beta_i\, k(\tau)}{\Lambda}\, n(\tau) - \lambda_i\, C_i(\tau) \quad (21)$$

Keepin i Cox [4] opracowali numeryczne rozwiązanie tych równań słuszne dla dowolnej zmiany reaktywności $\delta k(\tau) = k(\tau) - 1$.

Zakładając, że strumień ciepła P jest proporcjonalny do gęstości neutronów można zanotować rozwiązanie równań (21) w postaci

$$P(\tau + h) = \frac{P(0) + \sum_{j=0}^{6} \left\{ e^{s_j h} \left[I_j(\tau) + \frac{1}{2} h A_j \delta_k(\tau) P(\tau) \right] \right\}}{1 - \frac{1}{2} h \sum_{j=0}^{6} \delta k(\tau + h) A_j} \tag{22}$$

gdzie: $I_j(\tau) = A_j \int_0^{\tau} e^{s_j(\tau - y)} \delta k(y) P(y) dy$, zaś s_j, A_j - współczynniki zależne od wartości Λ [4].

Jeżeli przez δk_{ex} oznaczona zostanie reaktywność wprowadzona z zewnątrz wówczas aktualną reaktywność opisać można zależnością

$$\delta k(\tau) = \delta k_{ex}(\tau) + \delta k_t(\tau) = \delta k_{ex}(\tau) +$$

$$+ r_u\left[t_{um}(\tau) - t_{um}(0)\right] + r_c\left[t_{cm}(\tau) - t_{cm}(0)\right] \tag{23}$$

4. Wyniki obliczeń

Równania (14), (20) i (22) zaprogramowano na maszynę cyfrową w ten sposób, że możliwe było analizowanie pola temperatury po skokowej zmianie strumienia chłodziwa lub po zmianie reaktywności opisanej funkcją $\delta k_{ex} = a + b\tau + 1(\tau - \tau_o)(b\tau_o - b\tau)$. Po niewielkich zmianach program można przystosować do dowolnej innej zmiany reaktywności.

Dla rozwiązania zagadnienia wykorzystano metodę iteracji do równań (14), (20) i (22). Jako pierwsze przybliżenie, dla każdego kroku czasu, w postępowaniu iteracyjnym zakładano $\delta k(\tau + h) = \frac{\partial[\delta k_{ex}(\tau)]}{\partial \tau} h + \delta k(\tau)$. Dla większości punktów uzyskiwano dostateczną dokładność już po trzech iteracjach. Jedynie w pobliżu maksimum strumienia ciepła ilość iteracji dochodziła do pięciu lub sześciu.

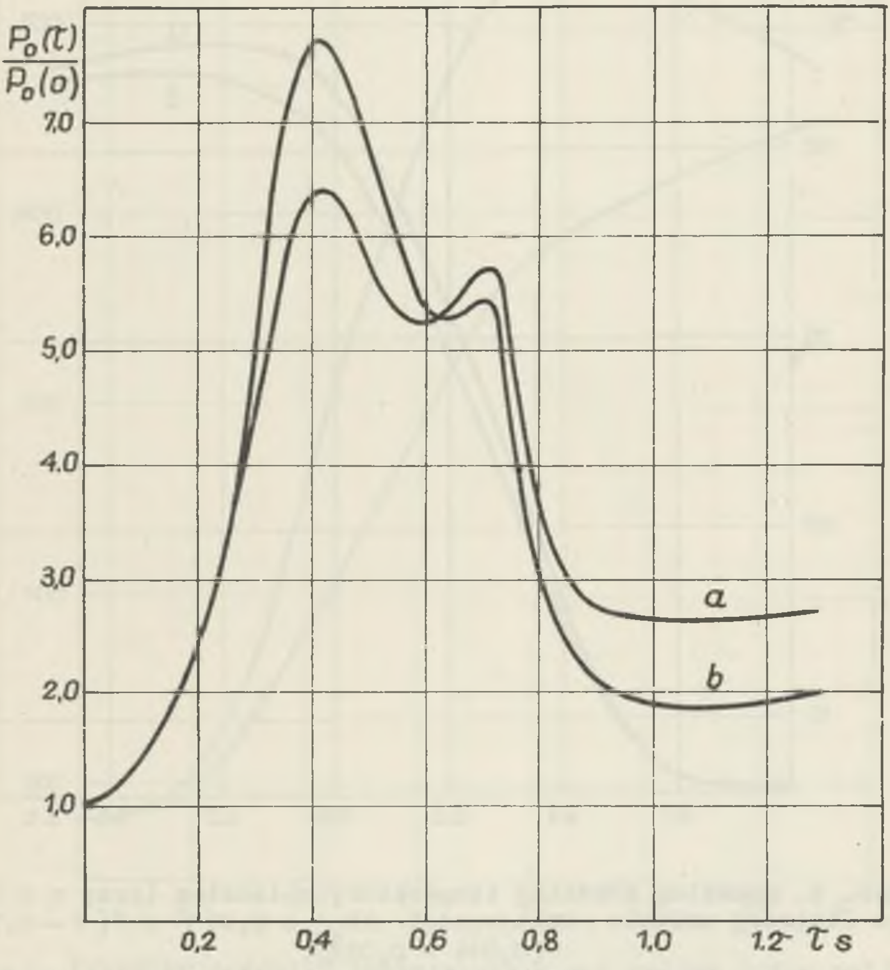
Całki (15) i (16) występujące w równaniach (14) i (20) oraz całkę $I_j(\tau)$ występującą w równaniu (22) obliczano metodą trapezów. W większości obliczonych przypadków dla odstępu czasu $h = 0{,}02$ s przy pięciu wyrazach szeregów uzyskiwano tą drogą dostateczną dokładność.

W wyniku przeprowadzonych obliczeń stwierdzono, że dla niewielkich zmian reaktywności, np. $\delta k_{ex}(\tau) = 0{,}02\tau + 1(\tau - 0{,}7)(0{,}014 - 0{,}02\tau)$ można uzyskać dostatecznie dokładne rezultaty już przy założeniu $n = 1$. Dla tej zmiany reaktywności przeprowadzono zatem obliczenia.

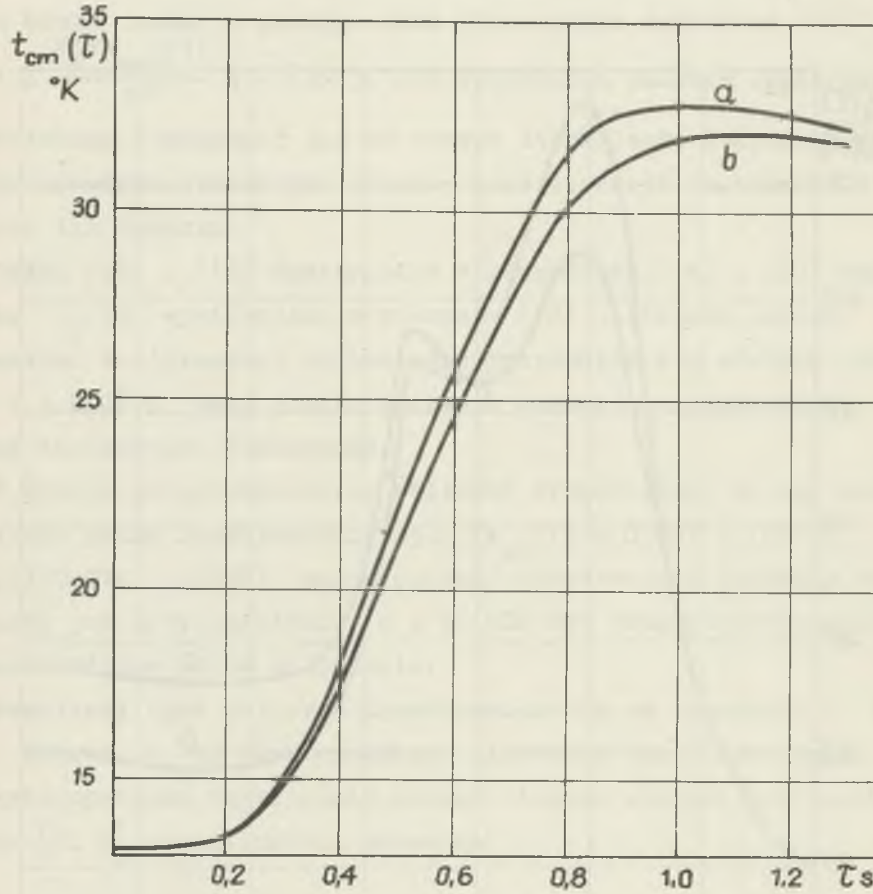
Rezultaty tych obliczeń przedstawione są na rysunkach 1, 2 i 3. Krzywa b na tych rysunkach ilustruje wyniki otrzymane po wykorzystaniu rozwiązania równań bilansu energii przy założeniu [2, 7] niezmienności stosunku

$$\frac{t_u\left[r^+, z^+, (Po)\right] - t_c\left[z^+, (Po)\right]}{t_u\left[1, z^+, (Po)\right] - t_c\left[z^+, (Po)\right]} = \frac{t_u(r^+, z^+, 0) - t_c(z^+, 0)}{t_u(1, z^+, 0) - t_c(z^+, 0)} = \mathcal{H}(r^+)$$

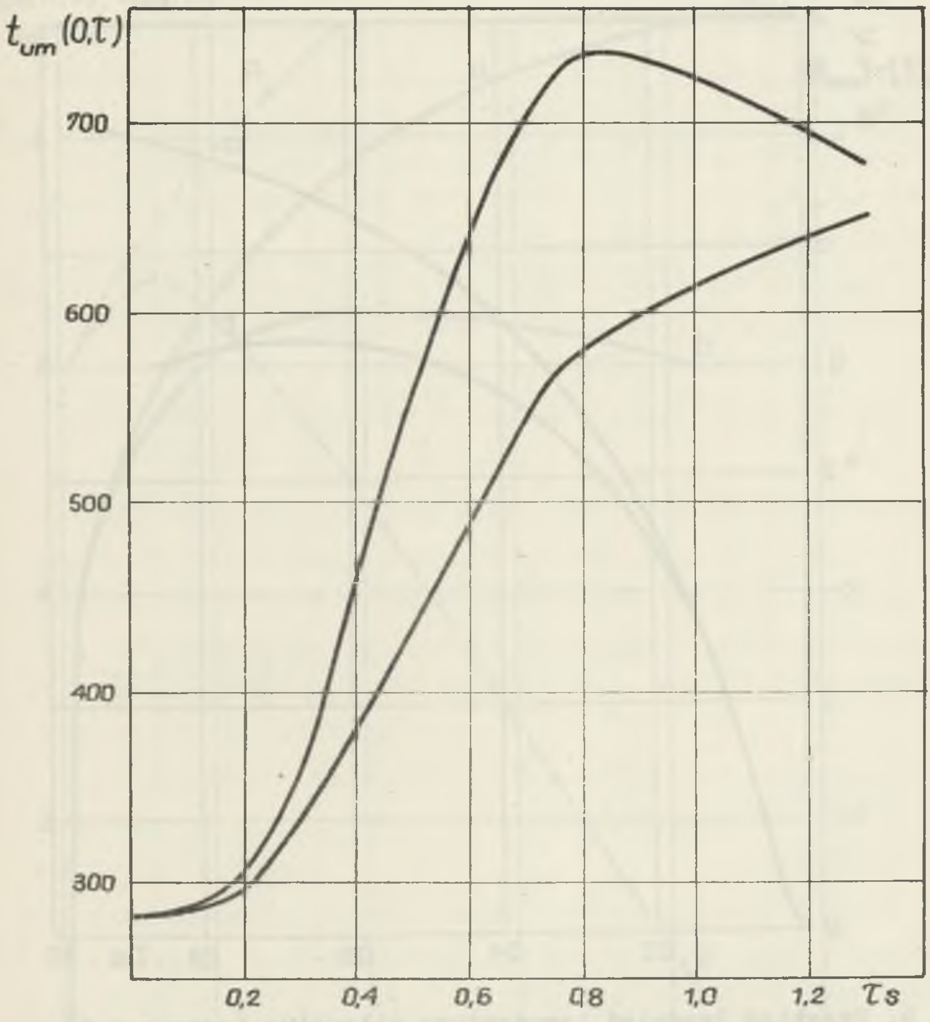
Założenie to mogłoby być uzasadnione w przypadku małych liczb Biota. Jak wynika z rysunków w analizowanym przypadku temperatura osi paliwa uzyskana z rozwiązania przybliżonego odbiega znacznie od rozwiązania dokładnego.



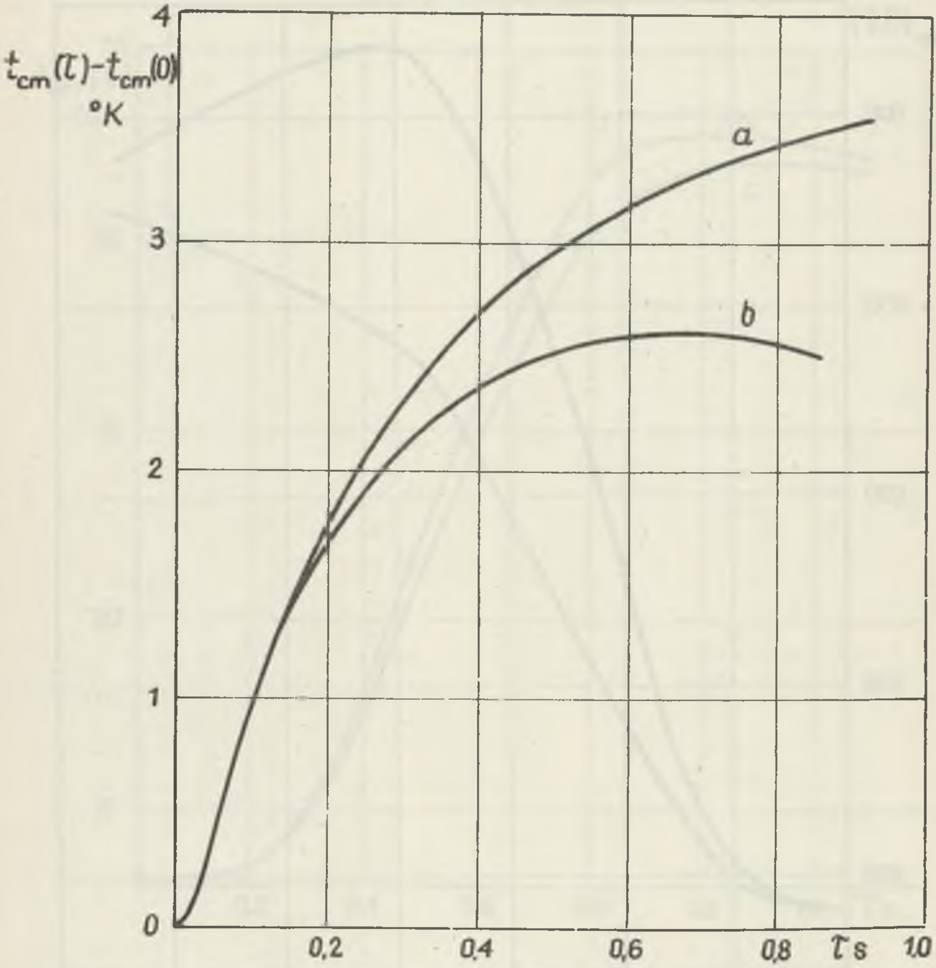
Rys. 1. Przebieg strumienia $P_o(\tau)$ ciepła (przy n = 1) po liniowej zmianie reaktywności $\delta k_{ex} = 0{,}02\tau + 1(\tau - 0{,}7)(0{,}014 - 0{,}02\tau)$:
a - zmienny profil temperatury paliwa, sześć grup neutronów opóźnionych, b - niezmienny profil temperatury paliwa, jedna grupa neutronów opóźnionych



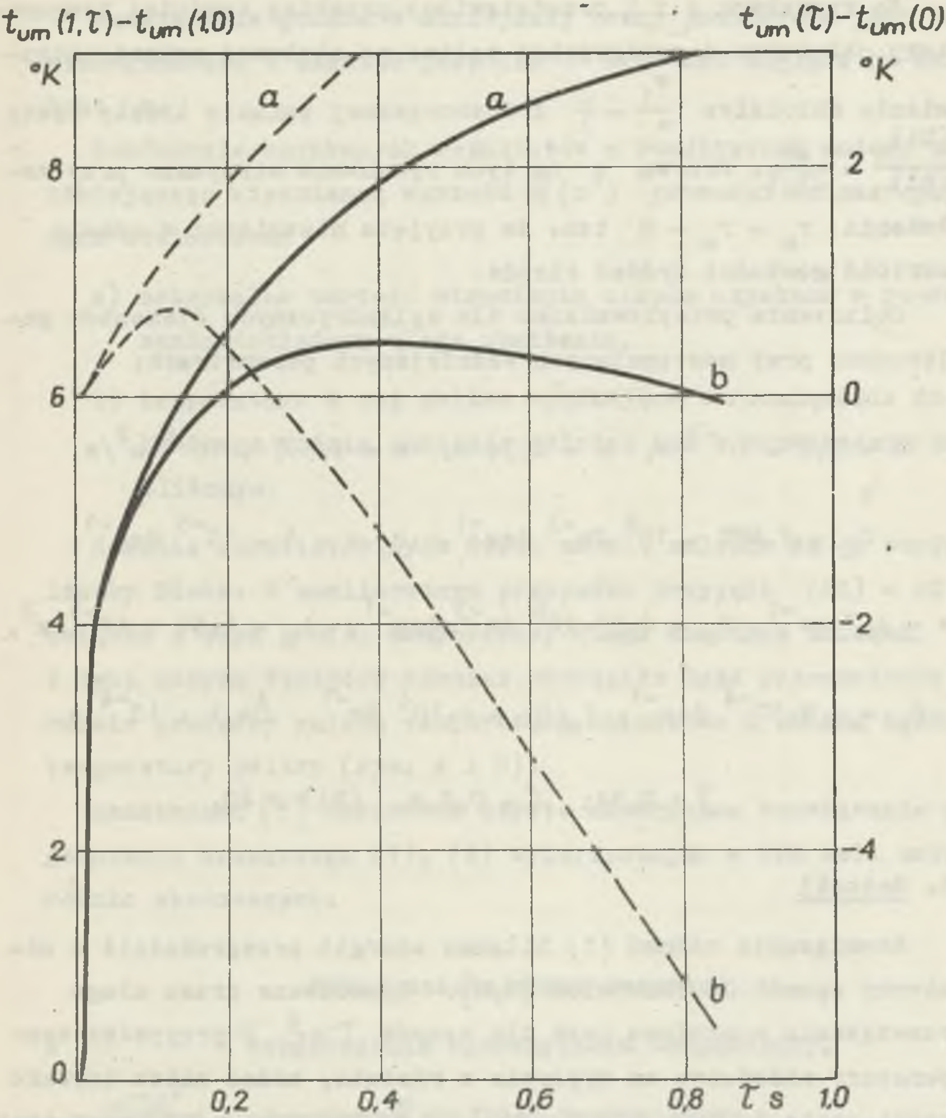
Rys. 2. Przebieg średniej temperatury chłodziwa (przy n = 1) po liniowej zmianie reaktywności $\delta k_{ex} = 0{,}02\tau + 1(\tau - 0{,}7)(0{,}014 - 0{,}02\tau)$:
a - zmienny profil temperatury paliwa, sześć grup neutronów opóźnionych, b - niezmienny profil temperatury paliwa, jedna grupa neutronów opóźnionych



Rys. 3. Przebieg średniej temperatury w osi paliwa (przy n=1) po liniowej zmianie reaktywności $\delta k_{ex} = 0,02\tau + 1(\tau - 0,7)(0,014 - 0,02\tau)$:
a - zmienny profil temperatury paliwa, sześć grup neutronów opóźnionych, b - niezmienny profil temperatury paliwa, jedna grupa neutronów opóźnionych



Rys. 4. Przebieg średniej temperatury chłodziwa (przy n = 1) po skokowej zmianie strumienia chłodziwa:
a - niezmienna gęstość źródeł ciepła, b - zmienna gęstość źródeł ciepła



Rys. 5. Przebieg (przy n = 1) średniej temperatury powierzchni paliwa i średniej temperatury paliwa po skokowej zmianie strumienia chłodziwa:
a - niezmienna gęstość źródeł ciepła, b - zmienna gęstość źródeł ciepła

Na rysunkach 4 i 5 przedstawiono przebieg średniej temperatury chłodziwa i powierzchni paliwa po skokowej zmianie strumienia chłodziwa $\frac{w_1}{w} = \frac{2}{3}$ i równoczesnej zmianie liczby Biota $\frac{(Bi)_1}{(Bi)} = \frac{20}{27,7}$. Krzywą a na tych rysunkach otrzymano przy założeniu $r_u = r_o = 0$ tzn. że przyjęto niezmienną w czasie wartość gęstości źródeł ciepła.

Obliczenia przeprowadzono dla cylindrycznych elementów paliwowych przy następujących ważniejszych parametrach:

$$d = 3,7 \cdot 10^{-3}\ m, \quad H = 2,34\ m, \quad a = 1,597 \cdot 10^{-6}\ m^2/s,$$

$$C_u = 2,887 \cdot 10^6\ Jm^{-3}\ deg^{-1}, \quad r_u = -1 \cdot 10^{-5}\ deg^{-1},$$

$$w = 4,7\ ms^{-1}, \quad C_c = 4,35 \cdot 10^6\ Jm^{-3}\ deg^{-1}, \quad A_c = 6,62 \cdot 10^{-5}\ m^2,$$

$$r_c = -5 \cdot 10^{-4}\ deg^{-1}, \quad P_o(0) = 2 \cdot 10^4\ Wm^{-1}, \quad \Lambda = 1 \cdot 10^{-4}\ s,$$

$$\gamma = 0,94; \quad \delta = 0,3\ m, \quad (Bi) = 20.$$

5. Wnioski

Rozwiązanie równań (1) bilansu energii przeprowadził w odmienny sposób Ciechanowicz [1,2]. Opracowane przez niego rozwiązanie spełnione jest dla czasów $\tau > \frac{z}{w}$. W przypadku temperatury chłodziwa na wypływie z rdzenia, można zatem uzyskać rozwiązanie dopiero dla czasu $\tau > \frac{H}{w}$. Dla wielkości przyjętych w analizowanym przykładzie $\frac{H}{w} \approx 0,5$ s. Z rysunku 1 wynika, że dla czasów $\tau \approx 0,5$ s strumień ciepła $P(\tau)$ osiąga wartość maksymalną, a temperatury różnią się już znacznie od temperatur w stanie ustalonym.

Rozwiązanie podane w niniejszej pracy pozbawione jest tej niedogodności i słuszne jest dla $\tau \geqslant 0$ bez względu na wartość n.

Porównanie uzyskanych rezultatów z rezultatami modelu zakładającego niezmienną wartość $\mathcal{H}(r^+)$ prowadzi do następujących stwierdzeń:

a) maksymalna wartość strumienia ciepła uzyskana w rozwiązaniu dokładnym ulega obniżeniu,

b) temperatura w osi paliwa wynikająca z rozwiązania dokładnego rośnie znacznie wolniej niż w rozwiązaniu przybliżonym.

Różnice rezultatów tych dwóch modeli zależne są od wartości liczby Biota. W analizowanym przypadku przyjęto (Bi) = 20 w związku z czym profil temperatury uległ znacznym zmianom.
Z tych samych względów również wystąpiło duże przesunięcie w czasie pomiędzy zmianą temperatury chłodziwa i zmianą średniej temperatury paliwa (rys. 4 i 5).

Sanathanan [5] opracował czysto numeryczne rozwiązanie zagadnienia brzegowego (1), (2) wykorzystując w tym celu metodę różnic skończonych.

Wykaz ważniejszych oznaczeń

a - współczynnik wyrównywania temperatury,

$A = \dfrac{\alpha Dd^2}{a A_c C_c}$ - niezmienna wielkość bezwymiarowa,

A_c - pole przekroju poprzecznego chłodziwa odniesione do jednego elementu paliwowego,

$B = \dfrac{w\ d^2}{Ha}$ - niezmienna wielkość bezwymiarowa,

(Bi) - liczba Biota,

C	- pojemność cieplna odniesiona do jednostki objętości,
d	- promień elementu paliwowego (pół grubości dla geometrii płaskiej),
D	- obwód elementu paliwowego (podwójna szerokość dla geometrii płaskiej),
$(Fo) = \tau \cdot \frac{a}{d^2}$	- liczba Fouriera,
H	- wysokość rdzenia,
P	- strumień ciepła przypadający na jednostkę długości paliwa,
q_v	- gęstość źródeł ciepła,
$r^+ = \frac{r}{d}$	- zredukowana współrzędna prostopadła do osi paliwa,
t	- nadwyżka temperatury ponad niezmienną temperaturą chłodziwa na dopływie,
$z^+ = \frac{z}{H}$	- zredukowana współrzędna w kierunku przepływu chłodziwa,
α	- współczynnik przejmowania ciepła od paliwa do chłodziwa,
γ	- część energii rozszczepieniowej generowana w paliwie,
$\Gamma = \frac{(1-\gamma)d^2}{A_c C_c a}$	wielkość niezmienna,
δ	- odległość ekstrapolacji strumienia neutronów,
$\varepsilon = \frac{d^2}{a C_u}$	- wielkość niezmienna,
τ	- czas,
Λ	- czas generacji neutronów dla układu o skończonych rozmiarach,
$)_c$	- dotyczy chłodziwa,
$)_u$	- dotyczy paliwa.

LITERATURA

[1] W. CIECHANOWICZ: Nukleonika, 5, 317 (1961).
[2] W. CIECHANOWICZ: Nucl. Sci. Engng., 13, 75 (1962).
[3] A. KAZI, J. TOMONTO, B. CHERRY: Nucl. Sci. Engng., 26, 131 (1966).
[4] G.R. KEEPIN, C.W. COX: Nucl. Sci. Engng., 8, 670 (1960).
[5] C.K. SANATHANAN: Nucl. Sci. Engng., 28, 82 (1967).
[6] J.F. THORPE: Nucl. Sci. Engng., 23, 329 (1965).
[7] J. TOMECZEK: Zesz. Nauk. Pol. Śląsk. ser. Energ. 28 (1968).
[8] K.J. TRANTER: Integralnye preobrazowania w matiematiczeskoj fizikie. Moskwa, 1954.

НЕСТАЦИОНАРНОЕ ТЕМПЕРАТУРНОЕ ПОЛЕ В ТОПЛИВЕ И ОХЛАДИТЕЛЕ ВОДНОГО РЕАКТОРА

Р е з ю м е

В работе получено уравнения для определения изменения температуры топлива,охладиетеля и плотиости источников тепла после произвольного изменения реактивности или скачкообразного изменения потока охладиетля. Уравнения баланса энергии разрешено для двух геометрических координат. Для уравнений кинетики применено решение Кипина-Кокса.

Результаты сравнено с решением, в котором уравнения баланса энергии разрешено для одной геометрической координаты.

THE UNSTEADY TEMPERATURE FIELD IN THE FUEL AND COOLANT OF THE PREASURE WATER REACTOR

S u m m a r y

In this paper the expressions for the fuel temperature, coolant temperature and the heat sources density changes caused by an arbitraty reactivity increase or by the jumplike change of coolant flow have been drawn. The energy balance equations in a two geometric co-ordinates have been solved. For the kinetic equations the Keepin's-Cox's solution has been applied.

The results have been compared with the solution in which the energy balance equations have been solved in a one geometric co-ordinates.