

P O L S K A A K A D E M I A N A U K

INSTYTUT MASZYN PRZEPŁYWOWYCH

**PRACE
INSTYTUTU MASZYN
PRZEPŁYWOWYCH**

TRANSACTIONS

OF THE INSTITUTE OF FLUID-FLOW MACHINERY

93

WARSZAWA - POZNAŃ 1992

W Y D A W N I C T W O N A U K O W E P W N

PRACE INSTYTUTU MASZYN PRZEPŁYWOWYCH

poświęcone są publikacjom naukowym z zakresu teorii i badań doświadczalnych w dziedzinie mechaniki i termodynamiki przepływów, ze szczególnym uwzględnieniem problematyki maszyn przepływowych

*

THE TRANSACTIONS OF THE INSTITUTE OF FLUID-FLOW MACHINERY

exist for the publication of theoretical and experimental investigations of all aspects of the mechanics and thermodynamics of fluid-flow with special reference to fluid-flow machinery

RADA REDAKCYJNA – EDITORIAL BOARD

TADEUSZ GERLACH · HENRYK JARZYNA · JERZY KRZYŻANOWSKI
[STEFAN PERYCZ] · WŁODZIMIERZ PROSNAK
KAZIMIERZ STELLER · ROBERT SZEWAŁSKI (PRZEWODNICZĄCY · CHAIRMAN)
JÓZEF ŚMIGIELSKI

KOMITET REDAKCYJNY – EXECUTIVE EDITORS

KAZIMIERZ STELLER – REDAKTOR – EDITOR
WOJCIECH PIETRASZKIEWICZ · ZENON ZAKRZEWSKI
ANDRZEJ ŻABICKI

REDAKCJA – EDITORIAL OFFICE

Instytut Maszyn Przepływowych PAN
ul. Gen. Józefa Fiszerza 14, 80-952 Gdańsk, skr. pocztowa 621, tel. 41-12-71

Copyright
by Wydawnictwo Naukowe PWN Sp. z o.o.
Warszawa 1992

Printed in Poland

ISBN 83-01-10515-1
ISSN 0079-3205

WYDAWNICTWO NAUKOWE PWN – ODDZIAŁ W POZNANIU

Nakład 300+80 egz.	Oddano do składania 14 I 1991 r.
Ark. wyd. 17,5. Ark. druk. 15,625	Podpisano do druku 6 V 1992 r.
Pap. offset. kl. III, 70 g 70×100 cm.	Druk ukończono w lipcu 1992 r.
Nr zam. 158/187	

DRUKARNIA UNIwersytetu IM. A. MICKIEWICZA W POZNANIU

JAROSŁAW MIKIELEWICZ

Gdańsk

Awaryjne zalewanie prętów paliwowych reaktora jądrowego*

Rozpatrzono sprzężoną wymianę ciepła pomiędzy prętem paliwowym a przepływem dwufazowym podczas procesu zalewania pręta chłodziwem.

Wykaz oznaczeń

a – dyfuzyjność cieplna,	w – prędkość,
A – przekrój kanału,	q – gęstość strumienia cieplnego,
c – ciepło właściwe,	x – współrzędna,
d – średnica pręta,	α – współczynnik przejmowania ciepła,
F – powierzchnia wymiany ciepła,	B – liczba Biota (zal. 14),
g – współczynnik bezwymiarowy (zal. 20),	δ – grubość warstwy,
k – współczynnik (zal. 8),	η – współrzędna bezwymiarowa,
P – współczynnik bezwymiarowy (zal. 14),	λ – przewodność cieplna,
r – współczynnik bezwymiarowy (zal. 23),	ρ – gęstość,
ciepło parowania,	τ – czas,
T – temperatura,	θ – bezwymiarowa temperatura,
U – obwód zwilżony,	Fo – liczba Fouriera.

Indeksy dotyczą:

0 – frontu zwilżenia; warunków początkowych	L – cieczy,
1 – przed frontem zwilżenia,	v – pary,
2 – cieczy, temperatury bezwymiarowej,	p – pręta,
3 – za frontem zwilżenia,	s – nasycenia.

1. Wprowadzenie

Podczas awarii reaktora jądrowego może nastąpić wyciek czynnika chłodzącego pręty paliwowe, czego następstwem jest gwałtowny wzrost temperatury niechłodzonych prętów. Aby nie dopuścić do ich zniszczenia uruchamia się systemy

* Praca wykonana w ramach Centralnego Programu Badań Podstawowych pt. „Wybrane zagadnienia poznawcze energetyki” (CPBP nr 02.18).

awaryjnego chłodzenia. Ciecz chłodząca zalewa pręty od dołu. Proces zalewania kończy się z chwilą całkowitego zwilżenia prętów przez ciecz. Projektowanie reaktorów jądrowych związane jest m. in. z projektowaniem układów chłodzących zabezpieczających reaktor podczas hipotetycznej awarii. Ważnym elementem pozwalającym na prawidłowe zaprojektowanie systemów chłodzących jest znajomość procesu zalewania. Zagadnienie to jest przedmiotem badań w wielu laboratoriach świata zajmujących się techniką reaktorów. Obszerne badania laboratoryjne procesu zalewania przedstawione są w [1, 2]. Istniejące kody obliczeniowe procesu zalewania oparte są na ogół na badaniach modelowych [3], które z natury rzeczy nie mają charakteru ogólnego. Istnieje potrzeba opracowania modelu teoretycznego procesu, który byłby dostatecznie ogólny i mógłby służyć jako test dla innych dokładniejszych modeli numerycznych. W dostępnej literaturze brak jest prostego analitycznego modelu procesu, który umożliwiałby zbadanie wpływu, w szerokim zakresie, parametrów procesu zalewania.

Praca niniejsza ma na celu podjęcie próby prostego opisu matematycznego zjawiska zalewania obejmującego wpływ zasadniczych parametrów zjawiska. Być może opracowany model posłuży do bardziej precyzyjnego, w przyszłości, ujęcia analitycznego lub analityczno-numerycznego zjawiska.

Zjawisko zalewania występuje nie tylko w technice reaktorów jądrowych, ale także w innych dziedzinach techniki, np. przy schładzaniu powierzchni zbiorników przez ciecz kriogeniczne itp. Wydaje się, że ogólne potraktowanie zjawiska może być wykorzystane nie tylko w procesie zalewania prętów paliwowych.

2. Model fizyczny

Rozważa się układ prętów paliwowych chłodzonych od dołu przez ciecz. Pręty posiadają temperaturę wyższą niż temperatura Leidenfrosta cieczy. Ciecz napływając od dołu na pręty początkowo powoduje schłodzenie końców prętów, gdyż tam jest najintensywniejsza wymiana ciepła, do temperatury Leidenfrosta. Obniżenie się temperatury końców prętów poniżej temperatury Leidenfrosta powoduje zwilżenie powierzchni końca prętów. W następnej fazie procesu na skutek chłodzenia pręta, następuje zmiana profilu temperatury pręta i przesunięcie się lokalizacji temperatury Leidenfrosta ku górze. Front zwilżania podczas procesu schładzania pręta przesuwa się, aż w końcu następuje całkowite zalanie. Po zalaniu prętów następuje dalsze schładzanie prętów aż do temperatury charakteryzującej stan ustalony. Jak wynika z przedstawionego opisu procesu zalewania, można w nim wyróżnić trzy fazy:

- fazę schłodzenia końca pręta do temperatury Leidenfrosta,
- fazę przesuwania się frontu zwilżania odpowiadającego temperaturze Leidenfrosta,
- fazę schładzania się pręta po całkowitym jego zwilżeniu.

W pracy zajęto się dwiema pierwszymi fazami procesu, gdyż trzecia faza nie nastrocza zbyt dużych trudności obliczeniowych. Można ją scharakteryzować jako nieustaloną konwekcyjną wymianę ciepła przepływu jednofazowego cieczy sprężo-

ną z przewodnictwem cieplnym w przecie. Natomiast dwie pierwsze fazy procesu dotyczą nieustalonej wymiany ciepła w przepływie dwufazowym para-ciecz sprzężonej z przewodnictwem ciepła w prętach i z tego powodu są bardziej złożone niż faza trzecia. Wymagają one oddzielnego potraktowania. Złożoność zjawiska polega m.in. na tym, że podczas zalewania prętów występuje zmiana fazowa cieczy w parę, co powoduje z kolei powstanie w przepływie dwufazowym różnych struktur.

Przepływ dwufazowy w warunkach nieadiabatycznych sprzężony z przewodnictwem cieplnym w ścianie jest, jak dotychczas, dosyć słabo rozeznany od strony teoretycznej. W przedstawionym poniżej modelu teoretycznym przyjmuje się drastyczne założenia upraszczające, np. że następuje skokowa zmiana współczynnika przejmowania ciepła od konwekcyjnego cieczy do konwekcyjnego pary w fazie ruchu frontu zwilżania. Pomija się wszystkie struktury pośrednie i ich wpływ na przejmowanie ciepła. Ponadto przyjmuje się cały szereg innych uproszczeń dla tej fazy procesu, takich jak:

- przewodzenie ciepła w przecie traktuje się jako jednowymiarowe wzdłużne,
- w całym rozważanym układzie wyróżnia się stałą w czasie i przestrzeni temperaturę nasycenia T_s i temperaturę Leidenfrosta T_0 ,
- własności fizyczne pręta, cieczy i pary przyjmuje się jako stałe,
- pomija się przejmowanie ciepła pręta w strefie jego styku z fazą parową.

Dla obu faz procesu pomija się generację ciepła w przecie, tzw. ciepło powyłączeniowe. Na podstawie przyjętych założeń sformułowano model matematyczny obu faz procesu, przy czym w drugiej fazie wyróżniono dwie strefy styku pręta – powyżej frontu zwilżania z parą i poniżej frontu zwilżania z cieczą.

3. Model matematyczny

Opis modelu składa się z opisu dwu pierwszych faz procesu: fazy schładzania końca pręta i fazy przesuwania się frontu zwilżania.

3.1. Faza schładzania końca pręta

Schłodzenie się końca pręta przy pominięciu wzdłużnego przewodnictwa w przecie opisuje równanie

$$c_p V_p \rho_p \frac{dT_p}{d\tau} = -q_v F_p, \quad (1)$$

gdzie c_p – ciepło właściwe pręta, V_p – objętość końca pręta, F_p – powierzchnia wymiany ciepła pręta, ρ_p – średnia gęstość pręta paliwowego, q_v – gęstość strumienia ciepła odprowadzona do pary, T_p – temperatura pręta.

Tworzenie się fazy parowej na granicy rozdziału faz para-ciecz opisuje zależność

$$q_v - q_L = r \rho_v \frac{d\delta_v}{d\tau}, \quad (2)$$

gdzie q_L – gęstość strumienia ciepła przechodzącego do cieczy, δ_v – grubość warstwy parowej, r – ciepło parowania.

Przyjmujemy, że wymiana ciepła prostopadle do grubości warstwy parowej w parze odbywa się na drodze przewodnictwa cieplnego. Oznacza to, że warstewka pary na końcu pręta jest stosunkowo cienka i jej ruch odbywa się laminarnie wzdłuż powierzchni wymiany ciepła. Gęstość strumienia q_v można wyrazić zależnością

$$q_v = \frac{\lambda_v}{\delta_v} (T_p - T_s), \quad (3)$$

gdzie λ_v – przewodność cieplna pary, T_s – temperatura nasycenia.

Gęstość strumienia cieplnego w cieczy można przyjąć, że zależy od przewodnictwa cieplnego cieczy w termicznej nieustalanej w czasie warstwie przysściennnej cieczy, określonej na podstawie tzw. „teorii penetracji” [4] jako

$$\delta_L = \sqrt{\pi a_L \tau}, \quad (4)$$

a stąd gęstość strumienia cieplnego w cieczy wynosi

$$q_L = \frac{\lambda_L}{\sqrt{\pi a_L \tau}} (T_s - T_{L0}), \quad (5)$$

gdzie a_L – dyfuzyjność cieplna cieczy, T_{L0} – temperatura cieczy poza warstwą przysścienną.

Z (2), (3), (4) i (5) wynika równanie bilansu energii na granicy rozkładu faz

$$\frac{\lambda_v}{\delta_v} (T_p - T_s) - \frac{\lambda_L}{\sqrt{\pi a_L \tau}} (T_s - T_{L0}) = r \rho_v \frac{d \delta_v}{d \tau}. \quad (6)$$

Rozwiązując (1) wraz z (6) można otrzymać zależność temperatury pręta od czasu oraz zmianę grubości warstwy parowej w czasie.

Układ równań różniczkowych (1) i (6) prowadzi do nieliniowego równania różniczkowego zwyczajnego drugiego rzędu na grubość warstwy parowej, którego rozwiązanie jest możliwe na drodze numerycznych obliczeń. Aby uprościć zagadnienie przyjęto, że tworzenie się pary na granicy rozdziału faz można pominąć w (6), szczególnie w pierwszej fazie procesu, gdy istnieje intensywne przechodzenie ciepła do cieczy (mała grubość δ_L). Uproszczenie to prowadzi do przyjęcia, że

$$q_v \approx q_L. \quad (7)$$

Układ równań (1) i (6) przy założeniu (7) rozprzega się i można równanie (1) rozwiązać niezależnie od (6). W tym celu wprowadza się zmienne bezwymiarowe

$$\theta = \frac{T_p - T_s}{T_0 - T_s}, \quad Fo = \frac{a_L \tau}{d^2},$$

gdzie T_0 – temperatura Leidenfrosta, d – średnica pręta.

Po wprowadzeniu zmiennych bezwymiarowych do (1) i (5) otrzymano

$$\frac{d \theta}{d Fo} = -k Fo^{-1/2}, \quad (8)$$

gdzie

$$k = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \frac{T_s - T_{L0}}{T_0 - T_s} \frac{c_L \rho_L}{c_p \rho_p},$$

Równanie (8) rozwiązano przyjmując, że temperaturę pręta przed zalaniem charakteryzuje temperatura T_1 i odpowiada jej zmienna bezwymiarowa

$$\theta_1 = \frac{T_1 - T_0}{T_0 - T_s}.$$

Dla $Fo=0$

$$\theta = 1 + \theta_1. \quad (9)$$

Z powyższego otrzymano rozwiązanie w postaci

$$\theta = 1 + \theta_1 - 2kFo^{-1/2}. \quad (10)$$

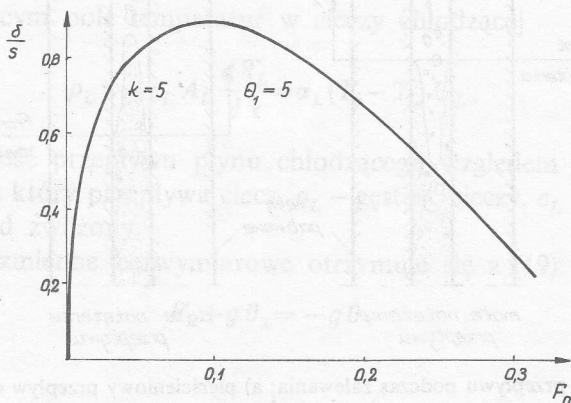
Z warunku $\theta=1$ można otrzymać z (10) bezwymiarową liczbę Fouriera odpowiadającą osiągnięciu przez koniec pręta temperatury Leidenfrosta, wówczas

$$Fo = \frac{\theta_1^2}{4k^2}. \quad (11)$$

Wykorzystując rozwiązanie (10) w (6), przy pominięciu prawej strony (6), otrzymuje się grubość warstwy parowej podczas procesu

$$\delta^+ = \frac{\delta_v}{d} = \sqrt{\pi} \frac{\lambda_v}{\lambda_L} \frac{T_0 - T_s}{T_s - T_{Lo}} [(1 + \theta_1) Fo^{1/2} - 2kFo]. \quad (12)$$

Zmianę grubości warstwy parowej od bezwymiarowego czasu Fo dla początku procesu schładzania ilustruje rysunek 1.



Rys. 1. Zależność grubości warstwy parowej od bezwymiarowego czasu (liczby Fo)

$$\text{dla } k=5, \theta_1=5, s = \sqrt{\pi} \frac{\lambda_v}{\lambda_L} \frac{T_0 - T_s}{T_s - T_{Lo}}$$

Jak wynika z rysunku warstwa parowa początkowo narasta szybko, a następnie maleje wskutek spadku temperatury pręta. Przy temperaturze T_0 otrzymuje się skończoną grubość warstwy. Odpowiada to wrzeniu „błonowemu” niestacjonarne-

mu lub wrzeniu „pęcherzykowemu”. Zupełny zanik pary powinien nastąpić dla temperatury nasycenia. Jednakże, ze względu na przyjęte uproszczenie (7) warunek ten nie jest spełniony. Nie ma to większego znaczenia dla dokładności obliczeń w zakresie do temperatury T_0 .

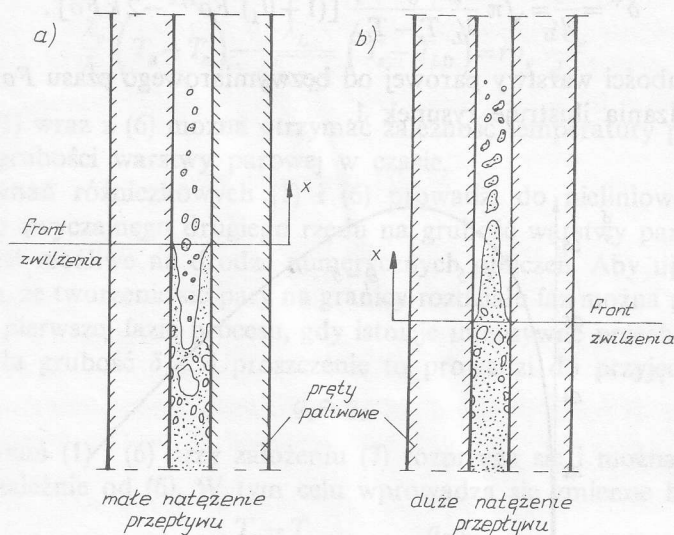
3.2. Faza posuwania się frontu zwilżania

Model zwilżania gorącego pręta z ruchomym frontem jest zbliżony do modelu schładzania gorącej powierzchni przez ściekający film ciekowy [5].

Podobnie jak w [5] pręt traktowany jest jako jednowymiarowy, w którym analizuje się wzdlużne przewodnictwo cieplne. Wprowadzając, jak na rysunku 2, układ współrzędnych poruszający się wraz z frontem zwilżania, otrzymuje się w ruchomym układzie pole temperatur opisane równaniem

$$\rho_p c_p w_0 A_p \frac{dT_p}{dx} + A_p \lambda_p \frac{d^2 T}{dx^2} = U \alpha (T_p - T_L), \quad (13)$$

gdzie w_0 – prędkość frontu zwilżania, α – współczynnik przejmowania ciepła przez czynnik chłodzący, A_p – przekrój pręta, U – obwód zwilżony pręta, λ_p – współczynnik przewodzenia ciepła w pręcie.



Rys. 2. Dwie struktury przepływu podczas zalewania; a) pierścieniowy przepływ cieczy, b) pierścieniowy przepływ pary

Wprowadzając do (13) zmienne bezwymiarowe

$$\theta = \frac{T_p - T_s}{T_0 - T_s}, \quad \eta = \frac{x}{d}, \quad \theta_2 = \frac{T_s - T_L}{T_0 - T_s},$$

otrzymano:

$$\theta'' + P\theta' - B\theta = B\theta_2, \quad (14)$$

gdzie

$$P = \frac{c_p \rho_p w_0 d}{\lambda_p}, \quad B = \frac{4 \lambda d}{\lambda_p}.$$

Zależność (14) obowiązuje zarówno w strefie zwilżonej, jak też i niezwilżonej pręta.

Z (14), przyjmując zgodnie z założeniami, że dla strefy niezwilżonej $\alpha = 0$ i $B = 0$, otrzymuje się

$$\theta'' + P \theta' = 0, \quad (15)$$

a dla strefy zwilżonej, dla której $\alpha = \alpha_L$, a stąd $B = B_L$

$$\theta'' + P \theta' - B_L \theta = B_L \theta_2, \quad (16)$$

$$0 < \eta < \infty,$$

gdzie α_L , B_L to, odpowiednio, współczynnik przejmowania ciepła przez ciecz i liczba Biota oparta na tym współczynniku.

Warunki brzegowe dla pola temperatur θ można sformułować następująco:

$$\begin{aligned} 1) \quad \theta &= 1 \quad \text{dla} \quad \eta = 0, \\ 2) \quad \theta &= 1 + \theta_1 \quad \text{dla} \quad \eta \rightarrow \infty. \end{aligned} \quad (17)$$

Poza tym, na granicy stref dla $\eta = 0$ obowiązuje warunek, że strumień ciepły przewodzony przez granicę stref jest taki sam, tzn.

$$\theta_{\eta=0+} = \theta_{\eta=0-}. \quad (18)$$

Aby znaleźć pole temperatur w przecie, należy układ równań (15) i (16) uzupełnić równaniem opisującym pole temperatur w cieczy chłodzącej

$$\rho_L w_{L0} c_L A_L \frac{dT_L}{dx} = \alpha_L (T_p - T_L) U_L, \quad (19)$$

gdzie w_{L0} – prędkość przepływu płynu chłodzącego względem frontu zwilżania, A_L – przekrój przez który przepływa ciecz, ρ_L – gęstość cieczy, c_L – ciepło właściwe cieczy, U_L – obwód zwilżony.

Wprowadzając zmienne bezwymiarowe otrzymuje się z (19):

$$\theta'_2 + g \theta_2 = -g \theta, \quad (20)$$

gdzie

$$g = \frac{4 \alpha_L}{\rho_L w_{L0} c_L}.$$

Równanie (15) rozwiązano jako niezależne, a następnie układ równań (16) i (20) rozwiązano przy warunkach brzegowych (17) oraz dodatkowo przyjmując dla pola temperatur cieczy, że

$$\theta_2 = \theta_3 = \frac{T_s - T_{L0}}{T_0 - T_s} \quad \text{dla} \quad \eta \rightarrow -\infty. \quad (21)$$

W rezultacie uzyskano profil temperatury w przecie w postaci

$$\theta = \theta_1 (1 - e^{-P\eta}) + 1 \quad 0 < \eta < \infty \quad (22)$$

$$\theta = (1 + \theta_3) e^{r\eta} - \theta_3 \quad -\infty < \eta < 0$$

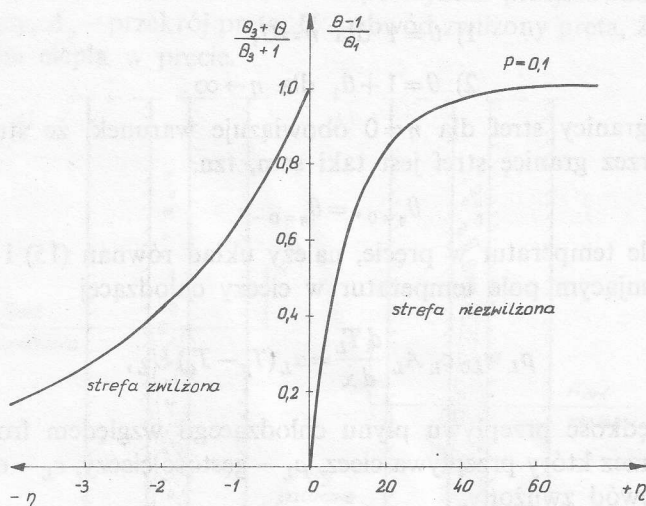
oraz rozkład temperatur w cieczy chłodniczej

$$\theta_2 = -\frac{(1 + \theta_3)g}{(r + g)r} e^{r\eta} + \theta_3, \quad (23)$$

gdzie

$$r = -\frac{P + g}{2} + \sqrt{\frac{(P + g)^2}{4} - (P \cdot g - B_L)}, \quad B_L > P \cdot g.$$

Zależność (22) ilustruje rysunek 3.



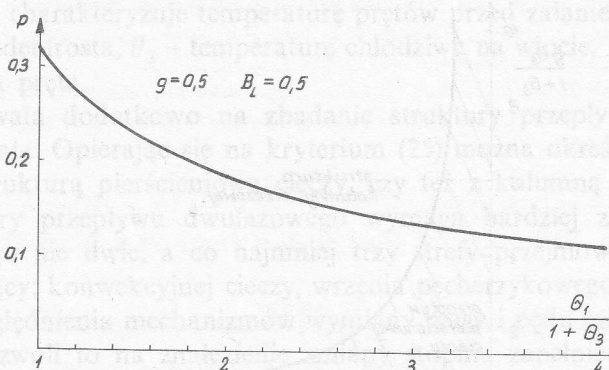
Rys. 3. Bezwymiarowy profil temperatur w strefie zwilżonej i niezwilżonej przęta paliwowego

Należy zaznaczyć, że w powyższych rozważaniach P jest jeszcze nieznane, gdyż zawiera nieznaną prędkość frontu zwilżania i wymaga wyznaczenia.

Wykorzystując warunek (18), po prostych algebraicznych przekształceniach otrzymuje się zależność

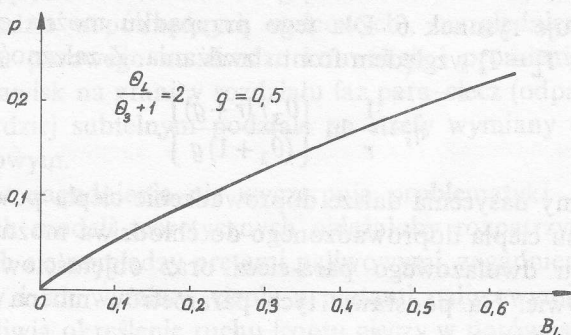
$$\frac{r}{P} = \frac{\theta_1}{1 + \theta_3} \quad (24)$$

pozwalającą na obliczenie P . Zależność P od parametru $\theta_1/(1 + \theta_3)$ przedstawia rysunek 4, natomiast rysunek 5 przedstawia wpływ liczby Biota B_L na bezwymiarową prędkość frontu zwilżania zdefiniowaną parametrem P .



Rys. 4. Zależność bezwymiarowej prędkości frontu zwilżania od parametru $\frac{\theta_1}{1 + \theta_3}$

dla $g = 0.5$, $B_L = 0.5$



Rys. 5. Zależność bezwymiarowej prędkości frontu zwilżania od liczby Biota (B_L)

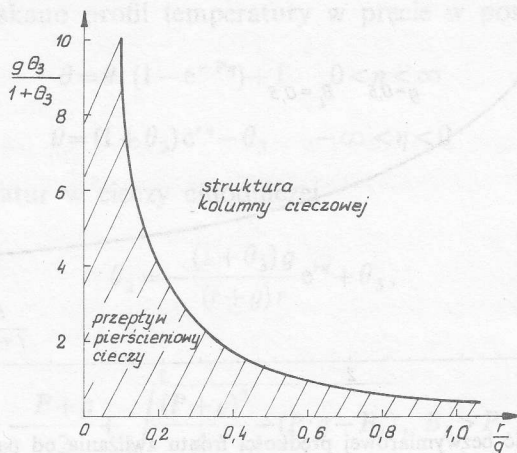
dla $\frac{\theta_1}{\theta_3 + 1} = 2$ i $g = 0.5$

Znajomość rozkładu temperatur w cieczy (23) pozwala na ocenę – czy wystąpi przepływ pierścieniowy cieczy w pobliżu frontu zwilżania (rys. 2a), czy też przepływ pierścieniowy pary ze słupem cieczy w środku kanału (rys. 2b).

Przepływ pierścieniowy cieczy występuje przy niskich przechłodzeniach cieczy (małe θ_2) i małych natężeniach przepływu cieczy chłodzącej (duże wartości g). Natomiast pojawienie się słupa cieczy powyżej frontu zwilżania związane jest z dużym przechłodzeniem cieczy (duże θ_2) i dużymi natężeniami przepływu (małe wartości g).

Przyjmując, że przepływ pierścieniowy cieczy wystąpi gdy $\theta_2 \leq 0$ dla $\eta = 0$ z (23) otrzymuje się warunek

$$\left(\frac{r}{g} + 1\right) \frac{r}{g} \leq \frac{(1 + \theta_3)g}{\theta_3}. \quad (25)$$



Rys. 6. Kryterium wystąpienia struktury kolumny ciekowej i przepływu pierścieniowego cieczi

Zależność tę ilustruje rysunek 6. Dla tego przypadku można obliczyć położenie izotermy nasycenia $T_L = T_s$ względem frontu zwilżania. Z zależności (23) otrzymano

$$\eta_s = \frac{1}{r} \ln \left\{ \frac{\theta_3 r (r + g)}{(\theta_3 + 1) g} \right\}. \quad (26)$$

Powyżej izotermy nasycenia dalsze doprowadzenie ciepła powoduje odparowanie cieczy. Z bilansu ciepła doprowadzonego do chłodziwa można obliczyć stopień suchości przepływu dwufazowego para-ciecz oraz objętościową zawartość fazy parowej w przepływie. Na podstawie tych parametrów można określić początek przepływu pierścieniowego.

Nieco bardziej złożone są obliczenia dla przypadku gdy $\theta_2 > 0$ i powstaje kolumna cieczy wewnątrz przepływu dwufazowego. W tym przypadku model wymaga znacznych modyfikacji w celu określenia izotermy nasycenia pokrywającej się z kształtem kolumny ciekowej. Kolumna ciekowa zwęża się ku górze wskutek zamiany cieczy na parę spowodowaną konwekcyjną i radiacyjną wymianą ciepła pomiędzy prętami a cieczą. Kolumna ciekowa w górnej części zwykle jest niestabilna i rozpada się na fragmenty cieczy, które w dalszym rozpadzie tworzą krople. Stabilność kolumny bada się na podstawie kryterium Helmholtza [6].

4. Dyskusja i wyniki obliczeń

Opracowany model oparty na stosunkowo ostrych i prostych założeniach daje możliwość, na drodze analitycznej, określenia czasu procesu zalewania obejmującego dwie podstawowe fazy procesu oraz określenia prędkości przemieszczania się frontu zwilżania prętów paliwowych.

Zagadnienie opisują następujące zmienne niezależne Fo , θ_1 , θ_3 , B_L , g . Wpływ tych parametrów na proces zalewania ilustrują rysunki 4 i 5.

Parametr θ_1 charakteryzuje temperaturę prętów przed zalaniem w stosunku do temperatury Leidenfrosta, θ_3 – temperaturę chłodziwa na wlocie, B_L i g – intensywność chłodzenia pręta.

Model pozwala dodatkowo na zbadanie struktury przepływu dwufazowego podczas zalewania. Opierając się na kryterium (25) można określić czy ma się do czynienia ze strukturą pierścieniową cieczy, czy też z kolumną cieczową. Dalsza analiza struktury przepływu dwufazowego wymaga bardziej złożonego modelu uwzględniającego nie dwie, a co najmniej trzy strefy przejmowania ciepła przez czynnik chłodzący: konwekcyjnej cieczy, wrzenia pęcherzykowego i wrzenia błonowego oraz uwzględnienia mechanizmów wymiany masy i pędu między fazą parową a cieczową. Pozwoli to na znalezienie zmiany stopnia zapełnienia parą kanału.

5. Zakończenie

Opracowany prosty model analityczny może być podstawą do dalszych modyfikacji polegających m. in. na uwzględnieniu walcowej geometrii pręta (rozwiązania w układzie współrzędnych walcowych), uwzględnieniu wymiany ciepła w obszarze filmu parowego na drodze konwekcji i promieniowania, a także na uwzględnieniu zjawisk na granicy rozdziału faz para–ciecz (odparowanie, kondensacja) oraz na bardziej subtelnym podziale na strefy wymiany ciepła pręta z przepływem dwufazowym.

Przedstawione zagadnienia nie wyczerpują problematyki „zalewania”. W dalszych generacjach modeli teoretycznych należałoby rozpatrzeć stabilność słupów cieczy tworzących się pomiędzy prętami paliwowymi, zagadnienie unoszenia kropeł ze słupów cieczy i ich wymianę ciepła z prętami paliwowymi. Rozpatrzenie tych zagadnień umożliwi określenie ruchu frontu cieczy w porównaniu z ruchem frontu zwilżania.

Dalsze analizy powinny uwzględniać warunki rzeczywiste procesu zalewania, takie jak np. oscylacje ciśnienia w układzie powodujące oscylacje i niestabilności natężenia przepływu chłodziwa, generację ciepła powyłaczeniowego w prętach itp. Podczas rzeczywistej awarii może nastąpić deformacja prętów (spuchnięcie), która z kolei może spowodować lokalne zablokowanie przepływu.

Praca wpłynęła do Redakcji w kwietniu 1987 r.

Literatura

- [1] T. C. De Boer, S. B. Van Der Molen et al., *Heat Transfer to a Dispersed Two Phase Flow and Detailed Quench Front Velocity Research*. Final Report. Commission of the European Communities Nuclear Science and Technology, EUR 10074 EN, 1985.
- [2] A. E. Bergles, *Nuclear Plant Safety*. [w:] *Two-Phase Flow and Heat Transfer in the Power and Process Industries*. Hemisphere Publishing Corp. Mc Graw-Hill Book Company, 1981.
- [3] A. Hore, CH. Michelschläger, H. G. Somenburg, *Analysis of Reflood Phenomena by the Two Fluid Code Flut*. [w:] *Advances in Two Phase Flow and Heat Transfer* (ed. S. Kakac, J. M. Ishii), NATO ASI, s. E, No. 64, Martinus Nijhoff Publishers, 1983.

- [4] Vedat S. Arpaci, *Conduction Heat Transfer*. Addison-Wesley Publishing Company, 1966.
- [5] K. H. Sun, Gedix, C. L. Tien, *Cooling of a Very Hot Vertical Surface by a Falling Liquid Film* 73-WA/HT-22. ASME Conference, 1973.
- [6] B. K. H. Sun, *High Temperature Heat Transfer – Application to Nuclear Power Safety Reflooding and Core Uncovery Phenomena*. [w:] *Heat Transfer in Energy Problems* (ed. T. Mizoshina Wen-Jei Yang), Hemisphere Publishing Corp., 1983.

Emergency Reflooding of Fuel Rods Cluster in a Nuclear Reactor

Summary

This paper establishes an approximate analytical model for reflooding of fuel rods cluster in nuclear reactors. Two periods of the reflooding process have been analysed: the first period of cooling the end of rods cluster below Leidenfrost temperature and the second period of the motion of the quench front along the rods. For the first period of the rod end cooling the dimensionless time or Fourier number and dimensionless thickness of vapour layer covering rod end have been determined. For the second period of the reflooding process the one-dimensional temperature distribution within the rod and within the cooling medium below the quench front have been estimated. An explicit analytical solution for the rewetting velocity of quench front has been obtained. The model allows to predict flow regime of the cooler. It determines whether the annular or inverted annular flow pattern exists.

Аварийная заливка топливных стержней ядерного реактора

Резюме

В работе рассматривается аналитическая модель заливки топливных стержней ядерного реактора. Различаются две основные фазы процесса: фаза охлаждения концов стержней до температуры Лейденфроста и фаза перемещения фронта увлажнения. Для первой фазы определяются безразмерное время (число Фурье) охлаждения концов стержней и толщина парового слоя покрывающего концы стержней во время этого процесса. Для второй фазы найден одномерный профиль температур в стержне и в охладителе в зоне увлажнения. Определена безразмерная скорость перемещения фронта увлажнения. Кроме того формулируется аналитический критерий появления во второй фазе заливки кольцеобразной или же колоннообразной жидкости.