

ЕНЕРГЕТИКА

УДК 621.039.743

Азаров С.І.

Інститут ядерних досліджень НАН України

Евланов В.М.

Державне підприємство «Державний науково-технічний центр з ядерної та радіаційної безпеки»

МОДЕЛЮВАННЯ ТЕПЛОМАСООБМІНУ В СХОВИЩІ ВІДПРАЦЬОВАНОВОГО ЯДЕРНОГО ПАЛИВА

У статті представлено математичну модель і результати розрахунків щодо визначення локальних значень температур у сховищі відпрацьованого ядерного палива в різні моменти часу.

Ключові слова: атомна електростанція, відпрацьоване ядерне паливо, сховище «мокрого» типу, чисельне моделювання.

Постановка проблеми. Аварії на сховищах відпрацьованого ядерного палива (далі – СВЯП), розташованих на території атомних станцій (далі – АС), є малоймовірними, але можливими подіями. Про це свідчить світовий досвід, а саме: короточасна (близько доби) втрата охолодження басейнів витримки (далі – БВ) з відпрацьованим ядерним паливом (далі – ВЯП) на підприємстві з переробки палива в Селлафілді (Великобританія) [1], а також недавня тривала втрата охолодження приреакторних басейнів на енергоблоках АС «Фукусіма-1» [2; 3].

Як відомо, її наслідки були вкрай важкими: повна втрата (випарювання) води з басейну, перегрів цирконієвих оболонок тепловиділяючих елементів, пароцирконієва реакція з виділенням водню, утворенням гримучої суміші, вибухом і забрудненням довкілля продуктами аварії.

Натепер більша частина ВЯП знаходиться в умовах так званого «мокрого» зберігання в сховищах відпрацьованого ядерного палива. Це БВ, через які прокачується вода, що нагрівається теплою залишкового енерговиділення ВЯП, охолоджується потім у теплообмінниках зовнішньої системи охолодження.

СВЯП «мокрого» типу розташовуються на території атомної електростанції та призначені для подальшої хімічної переробки ВЯП або для його «остаточного» поховання.

Водночас в одному СВЯП може зберігатися до декількох десятків тисяч відпрацьованих тепловиділяючих збірок (далі – ВТВЗ). Потужність тепловиділення однієї ВТВЗ відносно невелика,

наприклад, для СВЯП ЧАЕС – від 30 до 80 Вт залежно від проміжку часу, що пройшов після вивантаження з реактора.

Однак за наявності великої кількості ВТВЗ загальна потужність тепловиділення в сховищі виявляється достатньою, щоб у разі припинення примусової циркуляції води через відсіки басейну температура води через кілька діб досягла високих значень, за яких інтенсивність випаровування стає неприпустимо великою.

Аналіз останніх досліджень і публікацій. Над проблемою дослідження безпеки сховищ відпрацьованого ядерного палива, розташованих на території АС, працюють багато вітчизняних і закордонних спеціалістів і науковців. Різні аспекти й окремі підходи до дослідження цієї проблеми висвітлено в численних працях [1–3], але через те, що цей процес є безперервним, постійним і надзвичайно актуальним, дослідження тривають.

Постановка завдання. Завдання роботи полягає у виконанні розрахункових аналізів поведінки палива в БВ під час аварій, що супроводжуються втратою можливостей забезпечення тепловідведення або підтримання запасу теплоносія.

Мета статті – навести результати розрахункових аналізів сценаріїв аварій, пов'язаних з утратою тепловідведення від БВ.

Виклад основного матеріалу дослідження. У стаціонарному режимі експлуатації СВЯП процеси тепломасообміну збалансовані так, що температури всіх елементів СВЯП практично постійні, тобто схильні тільки до сезонних коливань.

В аварійній ситуації (припинення циркуляції охолоджуючої води, а також примусової повітряної вентиляції надводного простору) цей баланс порушується в бік перевищення тепловиділення над тепловідводом, і такий стан зберігається до тих пір, поки знову не встановиться рівновага, але вже на більш високому температурному рівні.

Підвищення температури води в пеналах і БВ супроводжується збільшенням темпу випаровування води, що призводить до зниження рівня води в пеналах і басейні, як наслідок, повного або часткового осушення відпрацьованих тепловиділяючих збірок.

Ця обставина робить актуальним розроблення сценаріїв виникнення й розвитку гіпотетичних аварій, які можуть статися в результаті тривалого знеструмлення СВЯП і припинення циркуляції води через басейн зберігання відпрацьованого ядерного палива.

Найбільш повна інформація в цій галузі може бути отримана за допомогою методів математичного моделювання.

Розрахункова модель СВЯП [4] являє собою приведену до однієї ВТВЗ «мікросховище» ВЯП, що містить усі елементи натурального «мокрого» сховища відпрацьованого ядерного палива, які беруть участь у тепломасообмінних процесах: тепловиділяючі елементи, пенали, вода пеналів і басейн, торцеве та бічне огороження басейну тощо (рис. 1).

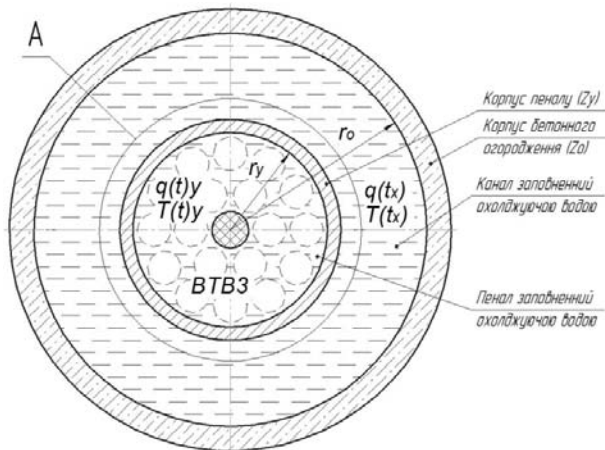


Рис. 1. Конфігурація розташування елементів і теплових зв'язків між ними в модельній «комірці» СВЯП

У моделі всі вертикальні розміри, розміри пеналу та його вмісту збережені натурними, а міжпенальний простір змодельовано більш простим для розгляду, але подібним відносно конвективної тепловіддачі кільцевим каналом, при-

чому радіальні розміри моделі вибрані так, щоб у розрахунку на одну ВТВЗ в моделі й натурному СВЯП були рівні такі площі:

- а) поперечного перерізу міжпенального простору;
- б) поперечного перерізу бокових бетонних огорож;
- в) поверхні випаровування всередині пеналу.

Отже, в розрахунку на одну ВТВЗ в моделі й натурному сховищі дотримано рівність обсягів, мас і теплоємність розглянутих елементів СВЯП. Умови теплопередачі через зовнішні огороження басейну визначені з використанням критерію крайової подібності Біо, що являє собою відношення внутрішнього й зовнішнього термічних опорів.

У деякий момент часу t в СВЯП відбувався теплообмін між його елементами та навколишнім середовищем.

На основі теплового балансу між кінцевими елементами й середовищем складаємо систему диференціальних рівнянь збереження для модельної «комірки» СВЯП, яка має вигляд:

$$\int_{V_j} q(\vec{r}, t) d\vec{V}_j = \int_{V_j} c(\vec{r}) \frac{\partial \theta(\vec{r}, t)}{\partial t} d\vec{V}_j - \int_{V_j} \text{div} \vec{q}(\vec{r}, t)_j d\vec{V}_j, \quad (1)$$

де $j=1, 2, \dots, N$;

$q(\vec{r}, t)$ – потужність внутрішніх джерел тепла j -го тіла в $T \cdot r$ момент часу t ;

$c(\vec{r})$ – ізохорична теплоємність j -го тіла в $T \cdot r$ момент часу t ;

V – об'єм j -го тіла.

Застосовуючи формулу Остроградського-Гауса, перетворюємо другі члени системи рівнянь (1) і за допомогою оператора усереднювання

$$L[f(\vec{x}, t)_i] = \frac{1}{A_i} \int_{A_i} f_i(\vec{x}, t) dA \equiv \tilde{f}(x, t), \quad (2)$$

Усереднимо всі члени системи (2). У результаті отримаємо систему диференціальних рівнянь із розподільними параметрами вигляду:

$$\tilde{q}(t)_j = \tilde{C}_j \frac{\partial \tilde{\theta}^V(t)_j}{\partial t} - \tilde{\theta}_j \left[\frac{d\tilde{\theta}^S(t)_j}{dr_j} \right]_{s_j}, \quad (3)$$

де $\tilde{\theta}^V(t)$ – відносна середньооб'ємна температура j -го тіла в момент часу t ;

$\tilde{\theta}^S(t)$ – відносна середньооб'ємна температура j -го тіла в момент часу t ;

$\tilde{\lambda}$ – усереднений коефіцієнт теплопровідності j -го тіла.

Припустимо, що N тіла пов'язані між собою ідеальними тепловими зв'язками та їх можна розглядати як єдине суцільне тіло, а оболонку, що їх обмежує, позначимо K (корпус БВ). З урахуванням цих припущень і позначень замінимо систему диференціальних рівнянь із розподіленими

параметрами системою рівнянь із зосередженими параметрами, а саме [5]:

$$\begin{cases} \tilde{q}(t)_a = \tilde{C}_a \frac{\partial \tilde{\theta}^V(t)_a}{dt} - \tilde{\theta}_a \left[\frac{d\tilde{\theta}^S(t)_a}{dr_a} \right]_{S_a} \\ \tilde{q}(t)_K = \tilde{C}_K \frac{\partial \tilde{\theta}^V(t)_K}{dt} - \tilde{\theta}_K \left[\frac{d\tilde{\theta}^S(t)_K}{dr_K} \right]_{S_K} \end{cases}, \quad (4)$$

де

$$\tilde{q}(t)_K = \sum_{i=1}^{k-1} \tilde{q}(t)_i; \quad (5)$$

$$\tilde{\lambda}_K = \sum_{i=1}^{k-1} \tilde{\lambda}_i; \quad (6)$$

$$\tilde{C}_K = \sum_{i=1}^{k-1} \tilde{C}_i; \quad (7)$$

$$\frac{d\tilde{\theta}^V(t)_K}{dt} = \sum_{i=1}^{k-1} \frac{d\tilde{\theta}^V(t)_i}{dt}; \quad (8)$$

$$\left[\frac{d\tilde{\theta}^S(t)_K}{dr_K} \right]_{S_K} = \sum_{i=1}^{k-1} \left[\frac{d\tilde{\theta}^S(t)_i}{dr_i} \right]_{S_i}. \quad (9)$$

Задамося початковими і граничними умовами:

$$\tilde{\theta}^S(t)_a|_{t=0} = \tilde{\theta}^S(t)_K|_{t=0} = \tilde{\theta}^V(t)_a|_{t=0} = \tilde{\theta}^V(t)_K|_{t=0} = 0; \quad (10)$$

$$\begin{cases} -\tilde{\theta}_K \left[\frac{d\tilde{\theta}^S(t)_K}{dr_K} \right]_{S_K} = \tilde{\theta}_{K-T} [\tilde{T}^S(t)_K - \tilde{T}(t)_T], \\ -\tilde{\theta}_a \left[\frac{d\tilde{\theta}^S(t)_a}{dr_a} \right]_{S_a} = \tilde{\theta}_{a-K} [\tilde{T}^S(t)_a - \tilde{T}(t)_K]; \end{cases} \quad (11)$$

тут:

$$\begin{cases} \tilde{\sigma}_{a-K} = \frac{\tilde{a}_{a-K} S_a}{\tilde{a}_{K-T} S_K}, \\ \tilde{\sigma}_{K-T} = \frac{\tilde{a}_{K-T} S_K \tilde{\lambda}_K f_K}{\tilde{\lambda}_K f_K + \tilde{a}_{K-T} S_K l_K}; \end{cases} \quad (12)$$

З урахуванням початкових і граничних умов запишемо систему двох лінійних рівнянь:

$$\begin{cases} \tilde{q}(t)_K - \tilde{\sigma}_{K-T} [\psi(t)_K \tilde{T}^V(t)_K - \tilde{T}^V(t)_T] = \tilde{C}_K \frac{d\tilde{T}^V(t)_K}{dt}; \\ \tilde{q}(t)_a - \tilde{\sigma}_{a-K} [\psi(t)_a \tilde{T}^V(t)_a - \psi(t)_K \tilde{T}^V(t)_K] = \tilde{C}_a \frac{d\tilde{T}^V(t)_a}{dt}, \end{cases} \quad (13)$$

тут:

$$\begin{cases} \psi(t)_K = \frac{V_K \int_{V_K} \tilde{T}^S(t)_K dS_K}{S_K \int_{V_K} \tilde{T}^V(t)_K dV_K}, \\ \psi(t)_a = \frac{V_a \int_{V_a} \tilde{T}^S(t)_a dS_a}{S_a \int_{V_a} \tilde{T}^V(t)_a dV_a}; \end{cases} \quad (14)$$

Зробимо припущення, що параметри $\psi(t)_a$ і $\psi(t)_K$ протягом усього періоду часу в разі переходного температурного процесу в ядерному реакторі залишаються постійними.

Тоді з урахуванням цього система двох лінійних рівнянь із постійними коефіцієнтами відносно $\tilde{T}^V(t)_a$ і $\tilde{T}^S(t)_K$ матиме вигляд:

$$\begin{cases} \frac{d^2 \tilde{T}^V(t)_a}{dt^2} + A_1 \frac{d\tilde{T}^V(t)_a}{dt} + A_2 \tilde{T}^V(t)_a = \\ = A_3 \tilde{q}(t)_a + A_4 \tilde{q}(t)_K + A_5 \tilde{T}(t)_T; \\ \tilde{T}^S(t)_K = A_6 \frac{d\tilde{T}^V(t)_a}{dt} + A_7 \tilde{T}^V(t)_a - A_8 \tilde{q}(t)_a, \end{cases} \quad (15)$$

де

$$\begin{cases} A_1 = Z_a + Z_K; A_2 = Z_a \cdot Z_K; A_3 = \tilde{C}_a^{-1} \left[\frac{d\tilde{q}(t)_a}{\tilde{q}(t)_a dt} + Z_K \right]; \\ A_4 = \frac{\tilde{\sigma}_{a-K}}{\tilde{C}_a \cdot \tilde{C}_K \psi_K}; A_5 = \frac{Z_K \cdot \tilde{\sigma}_{a-K}}{\tilde{C}_a \cdot \psi_K}; A_6 = \frac{1}{Z_a \cdot \psi_K}; \\ A_7 = \frac{\psi_a}{\psi_K}; A_8 = \frac{1}{\psi_K \tilde{\sigma}_{a-K}}; Z_a = \frac{\tilde{\sigma}_{a-K} \tilde{\sigma}_a}{\tilde{C}_a}; Z_K = \frac{\tilde{\sigma}_{K-T} S_K}{\tilde{C}_K}. \end{cases} \quad (16)$$

Розв'язання рівняння (16) знайдемо за допомогою квадрата з розв'язання однорідного рівняння вигляду:

$$\frac{d^2 \tilde{T}^V(t)_a}{dt^2} + A_1 \frac{d\tilde{T}^V(t)_a}{dt} + A_2 \tilde{T}^V(t)_a = 0. \quad (17)$$

Для рівняння (17) запишемо характеристичне рівняння:

$$N^2 + A_1 N + A_2 = 0. \quad (18)$$

Вирішуючи його щодо N , знайдемо корені:

$$N_{1,2} = \frac{-A_1}{2} \pm \left[\left(\frac{A_1}{2} \right)^2 - A_2 \right]^{1/2}. \quad (19)$$

Розглянемо три випадки розв'язання характеристичного рівняння (19):

1 випадок: $Z_a > Z_K$:

$$\tilde{T}^V(t)_a = C_1 e^{-N_1 t} + C_2 e^{-N_2 t}; \quad (20)$$

2 випадок: $Z_a = Z_K$:

$$\tilde{T}^V(t)_a = (C_1^* + C_2^* \cdot t) \cdot e^{-N_{1,2} t}; \quad (21)$$

3 випадок: $Z_a < Z_K$:

$$\tilde{T}^V(t)_a = (C_1^{**} \cos \beta t + C_2^{**} \cdot \sin \beta t) \cdot e^{-A_1/2t}, \quad (22)$$

де

$$\beta = \left[A_2 - \left(\frac{A_1}{2} \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (23)$$

Подальший аналіз теплофізичних процесів, що відбуваються в БВ, проведимо за виконання таких умов:

$$\tilde{q}(t)_a = 0; \tilde{T}(t)_a = const; Z_a \geq Z_K. \quad (24)$$

Вирішуючи рівняння (17) зі спеціальною правою частиною, знайдемо аналітичні вирази, що описують вимірювання температурних полів у корпусі БВ при різних законах дії зовнішніх збурень.

Результати цих розрахунків подано в таблиці 1.

Тут:

$$M_x = M \cos \phi_\omega = \frac{M \cdot Z_a}{\sqrt{Z_a^2 + \omega^2}}; 0 < \phi_\omega < \pi / 2; \quad (25)$$

$$\phi_\omega = -\arctg(\omega \cdot Z_a); \quad (26)$$

$$\omega = 2\pi/t; \quad (27)$$

де константи інтеграції дорівнюють:

$$C_1 = A_3/\chi \cdot [m \cdot \tilde{g}(t)_a - (N_1 + \chi)]; \quad (28)$$

Таблиця 1

Результати розрахунків температур у БВ при різних законах вимірювання зовнішніх збурень за умови $Z_a \geq Z_K$

	$\tilde{q}(t)_a = \text{sign}(t), t > 0$	$\tilde{q}(t)_a = B + D \cdot t$	$\tilde{q}(t)_a = M \cdot \sin \omega t$
$Z_a \geq Z_K$	$\tilde{T}^V(t)_K = \Psi_a \left[\tilde{T}^V(t)_a - Z_a^{-1} \times \right. \\ \left. \times (N_1 C_1 e^{-N_1 t} + N_2 C_2 e^{-N_2 t}) \right] - A_3;$ $\tilde{T}^V(t)_a = C_1 e^{-N_1 t} + C_2 e^{-N_2 t} + A_3;$	$\tilde{T}^V(t)_K = \Psi_a \left[\tilde{T}^V(t)_a - Z_a^{-1} \times \right. \\ \left. \times (N_1 C_3 e^{-N_1 t} + N_2 C_4 e^{-N_2 t}) \right] - A_3 \cdot (B + Dt);$ $\tilde{T}^V(t)_a = C_3 e^{-N_1 t} + C_4 e^{-N_2 t} + A_3 \left(\frac{D}{A_1} \cdot t - \frac{B}{A_2} \right);$	$\tilde{T}^V(t)_K = \Psi_a \left[\tilde{T}^V(t)_a - Z_a^{-1} \times \right. \\ \left. \times (N_1 C_5 e^{-N_1 t} + N_2 C_6 e^{-N_2 t}) \right] - A_3 \cdot M \cdot \sin \omega t$ $\tilde{T}^V(t)_a = C_5 e^{-N_1 t} + C_6 e^{-N_2 t} + \frac{A_3}{A_2} M_x \sin(\omega t + \phi_\omega);$
$Z_a \geq Z_K$	$\tilde{T}^V(t)_K = \frac{\Psi_a}{\Psi_K} \left\{ \tilde{T}^V(t)_a - Z_a^{-1} \times \right. \\ \left. \times [(C_1^* + C_2^* t) N_{1,2} + C_2^*] \times e^{-N_{1,2} t} \right\} - A_3;$ $\tilde{T}^V(t)_a = (C_1^* + C_2^* \cdot t) \cdot e^{-N_{1,2} t} + A_3;$	$\tilde{T}^V(t)_K = \frac{\Psi_a}{\Psi_K} \left\{ \tilde{T}^V(t)_a - Z_a^{-1} \times \right. \\ \left. \times [(C_3^* + C_2^* t) N_{1,2} + C_2^*] \times e^{-N_{1,2} t} \right\} - A_3 \cdot (B + Dt);$ $\tilde{T}^V(t)_a = (C_1^* + C_2^* \cdot t) \cdot e^{-N_{1,2} t} + A_3 \left(\frac{D}{A_1} \cdot t - \frac{B}{A_2} \right);$	$\tilde{T}^V(t)_K = \frac{\Psi_a}{\Psi_K} \left\{ \tilde{T}^V(t)_a - Z_a^{-1} \times \right. \\ \left. \times [(C_4^* + C_2^* t) N_{1,2} + C_4^*] \times e^{-N_{1,2} t} \right\} - A_3 \cdot M \cdot \sin \omega t.$ $\tilde{T}^V(t)_a = (C_1^* + C_2^* \cdot t) \cdot e^{-N_{1,2} t} + \frac{A_3}{A_2} M_x \sin(\omega t + \phi_\omega);$

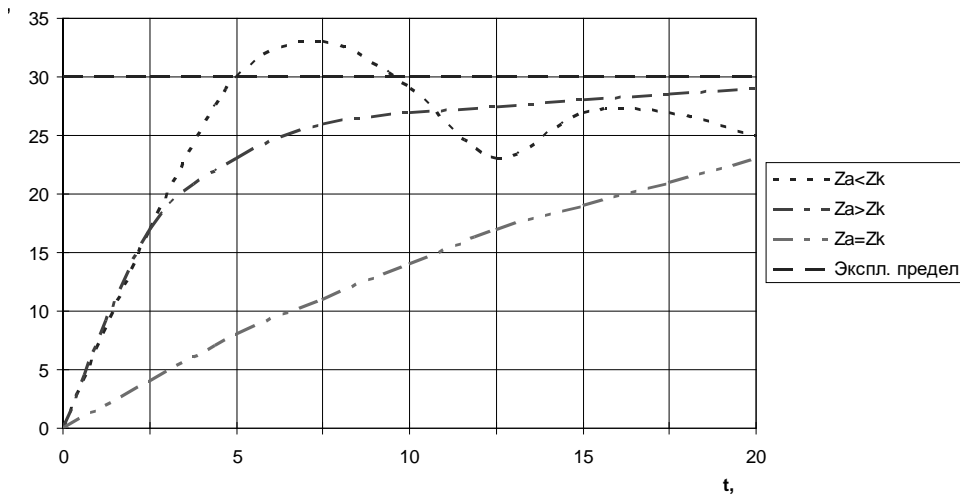


Рис. 2. Зміна різниці між температурою теплоносія й температурою корпусу БВ в разі миттєвого зменшення витрати теплоносія в БВ в 1,5 рази

$$C_2 = A_3 / \chi \cdot [N_1 - m \cdot \tilde{g}(t)_a]; \quad (29)$$

$$C_3 = A_3 / \chi \cdot \left[m(B + Dt) - (N_1 + \chi) \cdot \left(\frac{D}{A_1} t - \frac{B}{A_2} \right) \right]; \quad (30)$$

$$C_4 = A_3 / \chi \cdot \left[N_1 \cdot \left(\frac{D}{A_1} t - \frac{B}{A_2} \right) - m(B + Dt) \right]; \quad (31)$$

$$C_5 = A_3 / \chi \cdot \left\{ m \cdot M \cdot \sin \omega t - (N_1 + \chi) \left[\frac{M_x^2}{A_2} \sin(\omega t + \phi_\omega) \right] \right\}; \quad (32)$$

$$C_6 = A_3 / \chi \cdot \left[\frac{N_1 M_x^2}{A_2} \sin(\omega t + \phi_\omega) - m \cdot M \cdot \sin \omega t \right]; \quad (33)$$

$$\chi = N_2 - N_1; \quad (34)$$

$$m = Z_a / \Psi_a \cdot \sigma_{a-K}; \quad (35)$$

$$C_1^* = -A_3; \quad (36)$$

$$C_2^* = \Psi_a^{-1} \cdot \sigma_{a-K}^{-1} \cdot [(\Psi_a \cdot \tilde{\sigma}_{a-K} - 1) - N_{1,2} \Psi_a \tilde{\sigma}_{a-K}]; \quad (37)$$

$$C_4^* = \frac{A_3 M_x^2}{A_2} \sin(\omega t + \phi_\omega); \quad (38)$$

$$A_3' = \Psi_K^{-1} \cdot \sigma_{a-K}^{-1}; C_3^* = -A_3 \left(\frac{D}{A_1} t - \frac{B}{A_2} \right). \quad (39)$$

Знайдемо значення критеріїв Фур'є, за яких зміна температури в корпусі БВ відбуватиметься за експоненціальним законом із єдиним показником експоненти, а також оцінимо час настання стаціонарного температурного режиму за умови $Z_a > Z_K$, $\Delta \varepsilon \leq 0,01$ і $\xi \leq 0,01$.

Таблиця 2

Значення критеріїв Фур'є й часу настання стаціонарного температурного режиму в БВ при різних законах зміни зовнішніх збурень за умови $Z_a > Z_k$

$\tilde{q}(t)_k = \text{sign}(t), t > 0$	$\tilde{q}(t)_k = B + D \cdot t$	$\tilde{q}(t)_k = M \cdot \sin \omega t$
$Fo_k = \frac{Z_k}{\chi} \ln \left(\frac{N_2 M_1}{N_1 L_1 \cdot \Delta \varepsilon} \right);$ $Fo_a = \frac{Z_a}{\chi} \ln \left(\frac{M_1}{L_1 \cdot \Delta \varepsilon} \right).$	$Fo_k = \frac{Z_k}{\chi} \ln \left(\frac{N_2 M_2}{N_1 L_2 \cdot \Delta \varepsilon} \right);$ $Fo_a = \frac{Z_a}{\chi} \ln \left(\frac{M_2}{L_2 \cdot \Delta \varepsilon} \right).$	$Fo_k = \frac{Z_k}{\chi} \ln \left(\frac{N_2 M_3}{N_1 L_3 \cdot \Delta \varepsilon} \right);$ $Fo_a = \frac{Z_a}{\chi} \ln \left(\frac{M_3}{L_3 \cdot \Delta \varepsilon} \right).$
$t_k^* = \frac{1}{N_1} \ln \frac{N_1 L_1 }{\chi \cdot \Delta \varepsilon};$ $t_a^* = \frac{1}{N_1} \ln \frac{ L_1 }{\chi \cdot \Delta \varepsilon}.$	$t_k^* = \frac{1}{N_1} \ln \frac{N_1 L_2 }{\chi \cdot \Delta \varepsilon};$ $t_a^* = \frac{1}{N_1} \ln \frac{ L_2 }{\chi \cdot \Delta \varepsilon}.$	$t_k^* = \frac{1}{N_1} \ln \frac{N_1 L_3 }{\chi \cdot \Delta \varepsilon};$ $t_a^* = \frac{1}{N_1} \ln \frac{ L_3 }{\chi \cdot \Delta \varepsilon}.$

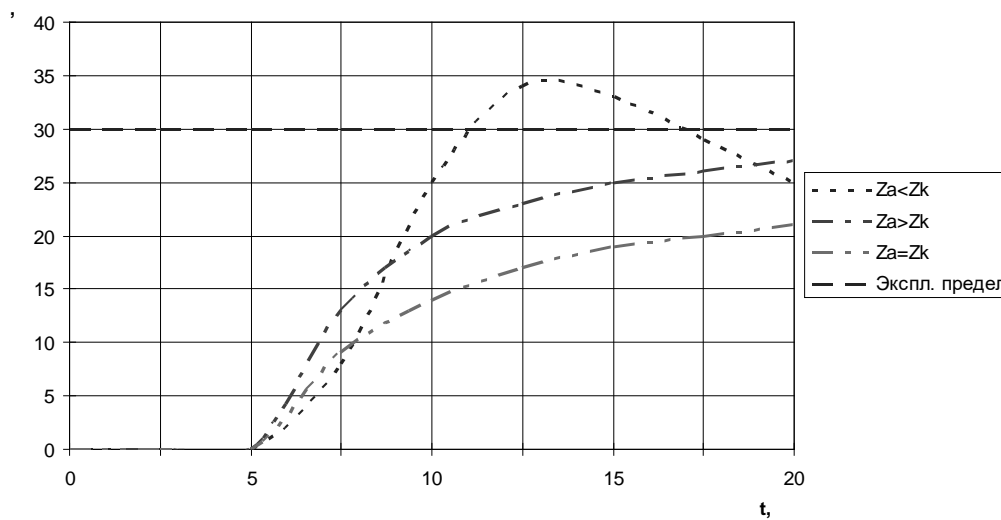


Рис. 3. Зміна різниці між температурою теплоносія й температурою корпусу БВ в разі ступінчастого збільшення температури теплоносія на 25% у хвилину

Результати розрахунків цих параметрів при різних законах зміни зовнішніх збурень зведено в таблиці 2.

Тут:

$$M_1 = N_1 - m\tilde{q}(t)_a; \quad (40)$$

$$L_1 = m\tilde{q}(t)_a - (N_1 + \chi); \quad (41)$$

$$M_2 = N_1 \left(\frac{D}{A_1} t - \frac{B}{A_2} \right) - m(B + Dt); \quad (42)$$

$$L_2 = m(B + Dt) - (N_1 + \chi) \left(\frac{D}{A_1} t - \frac{B}{A_2} \right); \quad (43)$$

$$M_3 = N_1 \frac{M_x^2}{A_2} \cdot \sin(\omega t + \phi_\omega) - m \cdot M \cdot \sin \omega t; \quad (44)$$

$$L_3 = m \cdot [M \cdot \sin \omega t - (N_1 + \chi)] \left[\frac{M_x^2}{A_2} \cdot \sin(\omega t + \phi_\omega) \right]; \quad (45)$$

Розглянемо деякі окремі випадки теплообміну в модельній «комірці» СВЯП.

Наприклад, якщо потужність тепловиділення в БВ не міняється ($q_{K(t)} = \text{const}$), а температура теплоносія в момент часу t_0 міняється стрибком [6].

Теплопровідність корпусного матеріалу оболонки БВ задавалася лінійною залежністю від температури:

$$\lambda = \lambda_0 (1 + \beta T); \quad (46)$$

Коефіцієнт тепловіддачі a_T від корпусу оболонки БВ до теплоносія визначався з такого співвідношення:

$$Nu = \frac{a \cdot d_m}{\lambda_m}; \quad (47)$$

На рис. 2 і 3 подано розраховані теплові процеси, що відбуваються в корпусі БВ при імпульс-

сній зміні температури теплоносія і ступінчастій зміні теплообміну в БВ за різних значень Z_a і Z_k .

З рис. 2, 3 видно, що в перехідних режимах експлуатації БВ температура його корпусу може перевищити експлуатаційну межу.

Висновки. Отже, на основі викладеного вище можемо резюмувати таке:

1. Під час аналізу причин, що вплинули на перехід БВ в передаварійний та аварійний статус, потрібно враховувати теплофізичні фактори та його фізико-технічні особливості.

2. Фізико-технічні особливості БВ, специфіка його теплогідродинаміки такі, що властива йому структурна нестійкість може слугувати причиною латентних внутрішньокорпусних дефектів.

3. Для оптимізації сценаріїв можливих аварійних процесів необхідним елементом є режимна діагностика запасів стійкості внутрішніх процесів протягом усього терміну його служби для об'єктивної оцінки передаварійного статусу й формування адекватних керуючих впливів.

Список літератури:

1. Катастрофа на АЭС «Фукусима». URL: <http://nuclphys.sinp.msu.ru/ecology/fukushima/index.html>.
2. Аналіз важких аварій в басейні витримки відпрацьованого ядерного палива АЕС «Фукусіма-Даїчі» / О.Л. Коцуба, Ю.Ю. Воробйов, О.І. Жабін, Д.В. Гуменюк. *Ядерна та радіаційна безпека*. 2016. № 4 (72). С. 13–20.
3. Азаров С.І., Задунай О.С., Евланов В.М. Аналіз аварії на АЕС Fuku-shima-Daiichi. *The scientific heritage*. 2018. № 27. Р. 1: Budapest, Hungary. С. 41–49.
4. Азаров С.І., Сидоренко В.Л., Задунай О.С. Оцінка теплофізичної безпеки басейну витримки СВЯП-1. *Вчені записки Таврійського національного університету імені В.І. Вернадського. Серія «Технічні науки»*. 2018. Том 29 (68). Ч. 2. № 5. С. 100–103.
5. Азаров С.И., Скицько Г.А., Сорокин Г.А. Модуль расчета температуры в корпусе ядерного реактора при различных изменениях тепловыделения в активной зоне. *Промышленная теплотехника*. 2008. Т. 30. № 1. С. 67–76.
6. Азаров С.І., Сидоренко В.Л., Задунай О.С. Моделювання процесу тепломасообміну в сховищі відпрацьованого ядерного палива. *Вчені записки Таврійського національного університету імені В.І. Вернадського. Серія «Технічні науки»*. 2018. Том 29 (68). № 3. С. 56–60.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОМАСОБМЕНА В ХРАНИЛИЩЕ ОТРАБОТАННОГО ЯДЕРНОГО ТОПЛИВА

В статье представлены математическая модель и результаты расчетов по определению локальных значений температур в хранилище отработанного ядерного топлива в различные моменты времени.

Ключевые слова: атомная электростанция, отработанное ядерное топливо, хранилище «мокрого» типа, численное моделирование.

SIMULATION OF THE HEAT MASSTRANSFER AT A STORAGE FOR SPENT NUCLEAR FUEL

In the paper are presented the mathematical model and the results of calculations of local temperatures in “wet” type storage for spent nuclear fuel. There are considered normal and accident non-stationary situations, connected with the stopping of water circulation through pool.

Key words: nuclear power plant, spent nuclear fuel, “wet” type storage, numerical simulation.