

РЕАКТОР НА ПОВІЛЬНІЙ ХВИЛІ ЯДЕРНОГО ПОДІЛУ**В. М. Павлович^{1,2}, В. Д. Русов³, В. М. Хотяїнцев⁴, О. М. Хотяїнцева¹**¹ *Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*² *Інститут проблем безпеки АЕС НАН України, Київ*³ *Одеський національний політехнічний університет, Одеса*⁴ *Київський національний університет ім. Тараса Шевченка, Київ*

На основі спрощеної системи рівнянь досліджено властивості автохвилі повільного ядерного горіння, яка за певних умов може розповсюджуватися в середовищі, що містить ^{238}U (або ^{232}Th). Показано, що на виникнення хвилі впливає спектр реактора та наявність у складі середовища інших речовин, які визначають критичну концентрацію плутонію (або ^{233}U).

Вступ

Інноваційні проекти ядерних реакторів, що розглядаються останніми роками міжнародною спільнотою, спрямовані як на підвищення безпеки реакторів, так і на вдосконалення паливного циклу – на можливість спалювання трансуранових елементів і використання величезних запасів ^{238}U та ^{232}Th . З нашої точки зору, реактор Феоктистова, який базується на виникненні хвилі повільного ядерного горіння в середовищі чистого ^{238}U , вирішує обидві задачі – повна ядерна безпека та використання ^{238}U , але в тому випадку, якщо цей реактор вдасться реалізувати.

Л. П. Феоктистов у роботі [1] показав, що в середовищі ^{238}U за певних умов можливе розповсюдження хвилі нейтронного поділу. Дійсно, якщо заповнений речовиною з ураном напівпростір опромінювати нейтронами, то поблизу поверхні буде накопичуватися плутоній. З часом концентрація плутонію може досягнути критичної величини, і тоді система може стати здатною до саморозмноження. Нейтрони, що вилітають із зони реакції, захоплюються наступними шарами урану, і в них також накопичується плутоній. Активна зона пересувається, і починається накопичування плутонію в наступних шарах. У результаті виникає стаціонарна хвиля, у фронті якої уран перетворюється на плутоній за рахунок нейтронів поділу.

У роботах [2, 3] зазначалося, що реалізація такого режиму в реакторі забезпечує його внутрішню безпеку. В роботі [4] представлено концепцію торієвого реактора на швидких нейтронах, який працює в режимі саморегулювання на глибині 100 м під землею протягом 30 років без безпосередньої участі людини. Експлуатація такого реактора майже повністю безпечна. Фактично Теллер використав і застосував ідею Феоктистова до торієвого реактора.

У роботах [5, 6] запропоновано нові моделі, присвячені розробці перспективного швидкого реактора. За допомогою математичного моделювання показано, що період реактора, який працює в режимі саморегулювання, досягає 11 діб, у той час як період звичайного реактора – кількох хвилин (період реактора – це час, за який потужність збільшується в e разів). У роботі [3] запропоновано модель реактора на металічному паливі й показано, що за відсутності керування потужність реактора за два роки змінюється на 2,5 %. Хоча автори робіт [3, 5, 6] посилаються на Феоктистова, але в їхніх роботах автохвиля поділів ядер плутонію не виникає і розглянуті реактори не є стаціонарними, оскільки їх потужність без регулювання змінюється з часом. Можливо, це пов'язано з геометричними ефектами або з вибором початкових умов. У той же час режим автохвилі є найбільш цікавим, тому варто проаналізувати умови його виникнення, спочатку на основі спрощених рівнянь, а потім перейти до більш реальних математичних моделей.

У даній роботі вивчаються властивості стаціонарної хвилі нейтронного поділу залежно від значень параметрів системи. Так само, як і в [1], задача розв'язується в одноруповому дифузійному наближенні. Модель було частково змінено: не приймалося, як в [1],

що ^{240}Pu , породжений внаслідок захоплення нейтронів ^{239}Pu , є повністю еквівалентним вихідному ^{238}U . Крім того, перерізи захоплення σ_c для ^{238}U , ^{239}U , ^{239}Pu не вважалися однаковими.

Автохвиля поділів

Нехай є напівнескінченний циліндр з урану, який з торця підсвічується нейтронами. ^{238}U може поглинути нейтрон і перетворитися на ^{239}U . Унаслідок двох β -розпадів із ^{239}U утворюється ^{239}Pu ($^{239}\text{U} \rightarrow ^{239}\text{Np} \rightarrow ^{239}\text{Pu}$) з характерним часом $\tau_\beta = 3,47$ доби. Проміжні нукліди $^{239}\text{U} \rightarrow ^{239}\text{Np}$ можна замінити одним “ефективним” нуклідом з часом життя τ_β і концентрацією N_9 , оскільки час життя ^{239}U набагато менший часу життя ^{239}Np .

Плутоній ділиться нейтронами, виділяючи нейтрони поділу. Якщо локально концентрація плутонію досягає критичної величини, то зовнішнє джерело можна відключити, а профіль просторового розподілу нейтронної густини поступово стабілізується. Тепер уже сусідні шари ^{238}U поглинають нейтрони, і плутоній утворюється в сусідній області. Таким чином, центр енерговиділення зміщується, і в середовищі утворюється стаціонарна хвиля нейтронного поділу. Попереду такої хвилі з активних компонентів є лише ^{238}U в початковій концентрації, а за хвилею – залишкові концентрації ^{238}U , ^{239}Pu і продуктів поділу.

Система рівнянь, що описує цей процес, складається з одноступового дифузійного рівняння, що описує процес розповсюдження та захоплення нейтронів з урахуванням їх генерації при поділі плутонію

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \frac{\partial^2 n}{\partial z^2} + n \cdot v_n \cdot (v \cdot \sigma_f^{Pu} \cdot N_{Pu} - \sum_i \sigma_a^i N_i), \quad (1)$$

а також кінетичних рівнянь для концентрацій основних нуклідів, що беруть участь у процесі:

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_8}{\partial t} &= -n \cdot v_n \cdot \sigma_a^8 \cdot N_8, \\ \frac{\partial N_9}{\partial t} &= n \cdot v_n \cdot (\sigma_a^8 N_8 - \sigma_a^9 N_9) - \frac{N_9}{\tau_\beta}, \\ \frac{\partial N_{Pu}}{\partial t} &= -n \cdot v_n \cdot \sigma_a^{Pu} \cdot N_{Pu} + \frac{N_9}{\tau_\beta}. \end{aligned} \quad (2)$$

Тут n , N_8 , N_9 і N_{Pu} – відповідно концентрації нейтронів, ^{238}U , “ефективного” нукліду і ^{239}Pu ; D – коефіцієнт дифузії нейтронів; v_n – швидкість нейтронів у середовищі; v – середнє число миттєвих нейтронів; σ_a^i – перерізи поглинання речовин; сумування по i ведеться по всіх компонентах середовища; σ_f^{Pu} – переріз поділу ^{239}Pu .

Припускаємо, що існує розв’язок системи (1)–(2) у вигляді стаціонарної хвилі. Це означає, що невідомі концентрації n , N_8 , N_9 і N_{Pu} стають функціями однієї змінної $\xi = z + Vt$, де V – швидкість поширення хвилі нейтронного поділу, яку необхідно знайти. Щоб записати рівняння в безрозмірному вигляді, треба рівняння (1) домножити на $\tau = (v_n \sum \sigma_a^i N_i)^{-1}$ (τ – це час життя нейтронів в середовищі), ввести безрозмірну хвильову змінну $x = (z + Vt)/L$ (L – дифузійна довжина поглинання нейтронів, $L^2 = D\tau$) та відносні концентрації $n_i = N_i/N_8(\infty)$, $n_{cr} = N_{cr}/N_8(\infty)$, де $N_{cr} = (\sum \sigma_a^i N_i) / v \sigma_f^{Pu}$ (N_{cr} – критична концентрація плутонію), $n \rightarrow n \tau v_n \sigma_a^8$. Після введення безрозмірного параметра $W = \tau_\beta V/L$, який характеризує швидкість хвилі, і врахування того, що для процесів з характерним часом τ_β похідною по часу від нейтронної густини в рівнянні дифузії можна знехтувати (адіабатичне наближення), система рівнянь (1)–(2) набуває такого вигляду:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 n}{dx^2} &= n \cdot \left(1 - \frac{n_{Pu}}{n_{cr}}\right), \\ W \frac{dn_8}{dx} &= -n \cdot n_8, \\ W \frac{dn_9}{dx} &= n \cdot (n_8 - b \cdot n_9) - n_9, \\ W \frac{dn_{Pu}}{dx} &= -n \cdot \gamma \cdot n_{Pu} + n_9. \end{aligned} \tag{3}$$

де $b = \sigma_a^9 / \sigma_a^8$, $\gamma = \sigma_a^{Pu} / \sigma_a^8$.

Система рівнянь Феоктистова має дещо інший вигляд:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 n}{dx^2} &= n \cdot \left(1 - \frac{n_{Pu}}{n_{cr}}\right), \\ W \frac{dn_8}{dx} &= -n \cdot (n_8 - n_9 - n_{Pu}), \\ W \frac{dn_9}{dx} &= n \cdot (n_8 - n_9) - n_9, \\ W \frac{dn_{Pu}}{dx} &= -n \cdot \gamma \cdot n_{Pu} + n_9. \end{aligned} \tag{4}$$

У цих рівняннях $b = 1$. Із другого рівняння системи (4) випливає, що ^{238}U утворюється внаслідок захоплення нейтронів ^{239}Pu і ^{239}U . Такий процес насправді не відбувається, і у своїй задачі ми його не враховували.

Уведені параметри b і γ виражаються через відношення перерізів реакцій і, на перший погляд, мають бути фіксовані. Однак в одноступовому наближенні застосовуються усереднені за енергією значення перерізів, які можна вибрати лише наближено, фактично лише за порядком величини. Справа в тому, що перерізи реакцій, як правило, сильно залежать від енергії нейтронів. Але спектр нейтронів у реакторі суттєво визначається наявністю або відсутністю сповільнювача, речовинами конструкційних матеріалів, наявністю поглиначів нейтронів тощо, унаслідок чого процедуру усереднення перерізів не визначено. Тому важливо знати, як сильно залежать властивості хвилі від вибору значень усереднених перерізів у певному діапазоні, адже вихід за рамки одноступового наближення сильно ускладнює задачу. Варто також відзначити, що параметр b визначається відношенням перерізів поглинання "ефективного" нукліда і ^{238}U . Оскільки час життя ^{239}U набагато менший часу життя ^{239}Np , то для оцінок варто використовувати значення перерізу поглинання ^{239}Np .

Аналогічна ситуація з визначенням n_{cr} . Фактично $\sum_i \sigma_{ai} N_i$ повинна містити макроскопічні перерізи всіх речовин, що поглинають нейтрони, у тому числі й скалок поділу. Тобто величина n_{cr} не є константою, а змінюється в процесі проходження хвилі. Але у швидких реакторах поглинанням скалками поділу плутонію можна знехтувати в першому наближенні, а поглинання нейтронів іншими матеріалами можна вважати сталим. Отже, n_{cr} є постійним параметром задачі, що визначається поглинанням нейтронів у матеріалах, які не беруть участі в розповсюдженні хвилі ядерного поділу.

Розв'язок системи (3) у вигляді стаціонарної хвилі має задовольняти таким крайовим умовам:

$$\text{при } x = \pm \infty \quad n = 0, \tag{5}$$

$$\text{при } x = -\infty \quad n_8 = 1, \quad n_9 = n_{Pu} = 0. \tag{6}$$

Повільна хвиля

Аналітично просунутися в розв'язанні системи (3) можна у двох граничних випадках: $W \ll 1$ і $W \gg 1$. Перший випадок означає наближення повільної хвилі (швидкість хвилі дуже мала: відстань, яку проходить хвиля за час τ_β , $\tau_\beta V$, значно менша довжини дифузії нейтронів L), другий випадок – наближення швидкої хвилі. Розглянемо спочатку наближення повільної хвилі ($W \ll 1$). Для подальшого аналізу всі рівняння системи (3) поділимо на W , перевизначивши при цьому нейтронну густину $n \rightarrow n/W$. Очевидно, що доданки $\frac{dn_9}{dx}$ і $bn n_9$ малі порівняно з $\frac{n_9}{W}$; у результаті система спрощується:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 n}{dx^2} &= n \cdot \left(1 - \frac{n_{Pu}}{n_{cr}}\right), \\ \frac{dn_8}{dx} &= -n \cdot n_8, \\ \frac{dn_{Pu}}{dx} &= -n \cdot \gamma \cdot n_{Pu} + n \cdot n_8. \end{aligned} \quad (7)$$

Систему (7) можна частково проінтегрувати аналітично, понизивши порядок з 4 до 1. Уведемо змінну μ : $d\mu = n dx$, $\mu = \int_{-\infty}^x n(\zeta) d\zeta$. Тоді з рівнянь (7) з урахуванням крайових умов (5) і (6) знайдемо концентрації як функції змінної μ :

$$n_8 = e^{-\mu}, \quad (8)$$

$$n_{Pu} = \frac{1}{\gamma - 1} (e^{-\mu} - e^{-\gamma\mu}), \quad (9)$$

$$n^2 = \mu^2 - \frac{2}{n_{cr}(\gamma - 1)\gamma} \left(\gamma \cdot e^{-\mu} - \frac{1}{\gamma} e^{-\gamma\mu} - \gamma + \frac{1}{\gamma} + (\gamma - 1)\mu \right). \quad (10)$$

Для розв'язку у вигляді хвилі μ змінюється від 0 до деякого $\mu_{\max} = \int_{-\infty}^{+\infty} n(x) dx$. Згідно з крайовими умовами, $n(+\infty) = 0$. Це рівносильно тому, що $n(\mu_{\max}) = 0$. Можна показати, що граничні умови (5) виконуються, тільки якщо функція $n^2(\mu)$ при $\mu = \mu_{\max}$ має корінь кратності два. Його можна знайти із системи алгебраїчних рівнянь

$$n^2(\mu_{\max}) = 0, \quad (11)$$

$$(n^2(\mu))'_{\mu=\mu_{\max}} = 0. \quad (12)$$

Чисельно розв'язуючи систему (10)–(12), знаходимо наступні значення n_{cr} в наближенні повільної хвилі для ряду значень параметра γ :

n_{cr}	0,0539	0,062274	0,0740	0,09168	0,10456
γ	12	10	8	6	5

Для знаходження нейтронної густини перепишемо рівняння (10), врахувавши зв'язок між змінними μ і n :

$$\frac{d\mu}{dx} = \sqrt{f(\mu)}, \tag{13}$$

$$f(\mu) = \mu^2 - \frac{2}{n_{cr}(\gamma-1)\gamma} \left(\gamma \cdot e^{-\mu} - \frac{1}{\gamma} \cdot e^{-\mu} - \gamma + \frac{1}{\gamma} + (\gamma-1) \cdot \mu \right)$$

Знайшовши із рівняння (13) $\mu(x)$, одержимо нейтронну густину $n(x)$, а також, враховуючи формули (8) і (9), концентрації $n_g(x)$ і $n_{Pu}(x)$. Звичайне диференціальне рівняння (13) розв'язуємо чисельно, початкові умови задаємо довільно, адже структура рівняння така, що різні розв'язки $\mu = \varphi(x-C)$ відрізняються лише величиною зміщення вздовж осі x . Початкові умови можемо задати, наприклад, так: $\mu(0) = 0,1$. Або $\mu(0) = 0,5$ – у цьому випадку хвиля зміститься вздовж осі x вправо, а сам вигляд розв'язку не зміниться. Профілі повільної хвилі представлено на рис. 1 і 2.

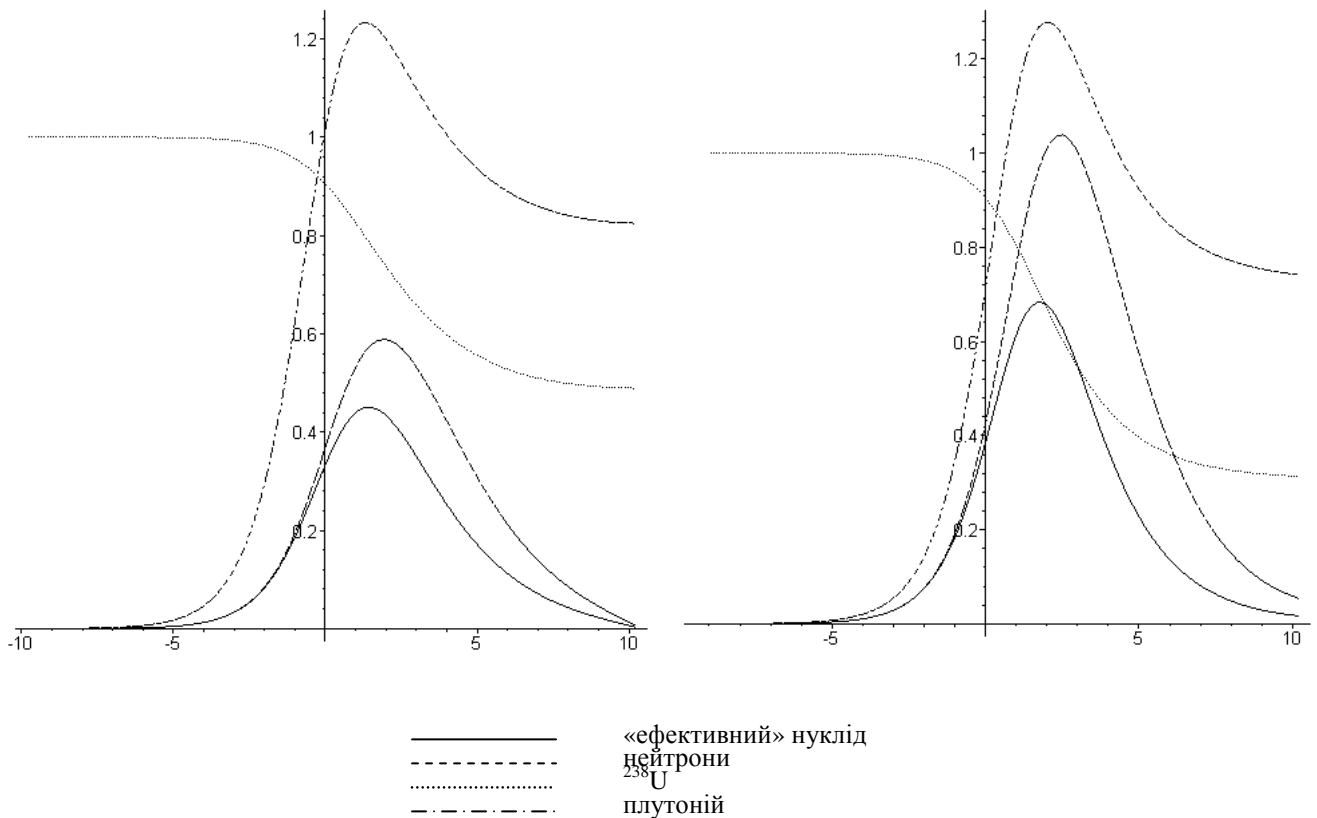


Рис. 1. Залежність безрозмірних концентрацій n_g, n_p, n і n_{Pu} від хвильової змінної x у випадку $W \ll \ll 1$. $\gamma = 12, n_{cr} = 0,0539$. Для наочності введено масштабні множники: $n \rightarrow 5n, n_g \rightarrow 5n_g, n_{Pu} \rightarrow n_{Pu}/n_{cr}$

Рис. 2. Залежність безрозмірних концентрацій n_g, n_p, n і n_{Pu} від хвильової змінної x у випадку $W \ll \ll 1$. $\gamma = 5, n_{cr} = 0,10456$. Для наочності введено масштабні множники: $n \rightarrow 5n, n_g \rightarrow 5n_g, n_{Pu} \rightarrow n_{Pu}/n_{cr}$.

Варто порівняти ці два рисунки. Виявляється, що режим з меншими γ та більшими n_{cr} є більш вигідним з точки зору вигорання ^{238}U . Як видно з рисунків, при другому режимі після проходження хвилі залишається близько 35 % початкової кількості урану, у той час як при більших γ - близько 50 % .

Швидка хвиля

Розглянемо тепер наближення швидкої хвилі $W \gg 1$ ($\tau_\beta \gg L/V$). Повна система рівнянь (3) спрощується й частково інтегрується аналітично у випадку $b = 0$ (відсутність поглинання нейтронів "ефективним" нуклідом). Процес проходження хвилі в цьому випадку можна розділити на дві стадії: «швидкий» фронт (характерний час всіх процесів L/V) та

«повільний» спад (характерний час τ_β). Для «швидкого» фронту, нехтуючи повільним β -розпадом n_9 , після заміни змінних одержимо:

$$\frac{d^2 n}{dx^2} = n \cdot (1 - n_{Pu}),$$

$$\frac{1}{\gamma} \cdot \frac{dn_{Pu}}{dx} = -n \cdot n_{Pu} + n_0 \cdot (1 - e^{-\mu}),$$

$$\frac{d\mu}{dx} = n,$$
(14)

де $n_0 = 1/\gamma n_{cr} W$, а n_{Pu} вимірюється в одиницях n_{cr} . Система (14) розв'язувалась чисельно. Параметр задачі n_0 визначався з умови заданої поведінки розв'язку при $x \rightarrow \infty$: $n = n_0$, $n_{Pu} = n_{cr}$, що є очевидним стаціонарним розв'язком системи (14) при $x \rightarrow \infty$. n_0 слабо залежить від γ : так, для $\gamma = 5$ $n_0 = 0,9664$, а для $\gamma = 10$ $n_0 = 0,8042$. Отже, при $W \gg 1$ швидкість хвилі пропорційна n_{cr}^{-1} , а також наближено пропорційна до γ^{-1} .

Знайдені залежності, для яких n_{Pu} виходить на n_{cr} , n_9 виходить на одиницю, а n – на n_0 (рис. 3), описують лише «швидкий» фронт хвилі. При врахуванні скінченного часу життя n_9 ці залежності переходять при великих x у повільні залежності такого вигляду:

$$\begin{aligned} n_{Pu} &\rightarrow n_{cr}, \\ n_9 &\rightarrow e^{-x/W}, \\ n &\rightarrow n_0 e^{-x/W}. \end{aligned}$$

При цьому вважається, що перехід «швидкого» фронту в «повільний» спад відбувається поблизу точки $x = 0$.

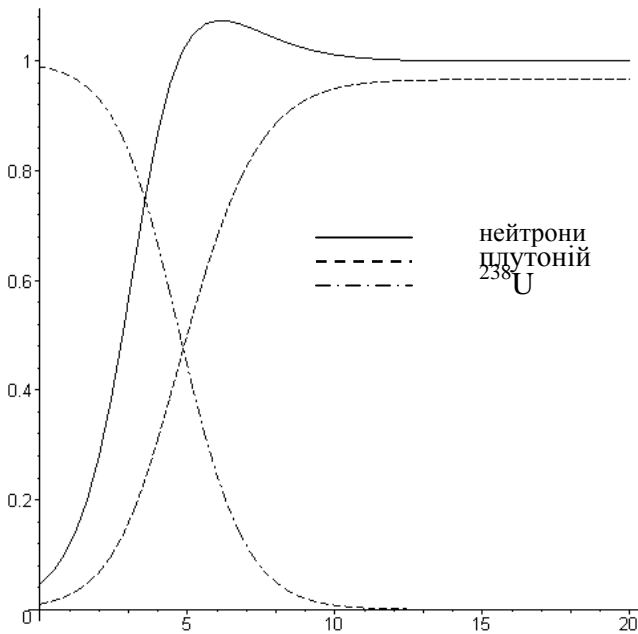


Рис. 3. Залежність безрозмірних концентрацій n_8 , n_9 , n і n_{Pu} від хвильової змінної x у випадку $W \gg 1$. $n_0 = 0,96648$ $n_{Pu}/n_{cr} \rightarrow 1$, $n \rightarrow n_0$.

Зауважимо, що в даному випадку спостерігається майже повне вигорання ^{238}U .

Для проміжних випадків, а саме при скінченних значеннях $0 < W < \infty$, точна система (3) розв'язувалась чисельно. При кожному значенні n_{cr} хвиля нейтронного поділу розповсюджується з певною швидкістю, яка залежить від n_{cr} . Із зменшенням n_{cr} швидкість хвилі зростає, виходячи на лінійну залежність W від n_{cr}^{-1} при великих значеннях W . Із збільшенням швидкості хвилі збільшується концентрація нейтронів і відносна глибина вигорання ^{238}U .

Розрахунки проводились при різних значеннях параметрів γ і b . У випадку повільної хвилі $W \ll 1$ будь-яка залежність від b відсутня. Для проміжних значень швидкості зі збільшенням швидкості хвилі залежність від b посилюється. Так, при збільшенні значення b від одиниці до п'яти n_{cr} зменшується на кілька відсотків для малих швидкостей і до тридцяти відсотків для великих швидкостей. При цьому зменшується відносна глибина вигорання ^{238}U і концент-

рація нейтронів приблизно пропорційно до зменшення n_{cr} , якщо швидкість хвилі фіксована.

5. Обговорення та висновки

Як для повільної, так і для швидкої хвилі із збільшенням γ значення n_{cr} при заданому W зменшується, у першому наближенні обернено пропорційно до γ . При цьому зменшуються значення концентрацій n і n_9 , а також глибина вигорання ^{238}U .

Суттєво, що при заданому значенні W та заданих значеннях параметрів середовища величина n_{cr} є також строго заданою. Тобто хвильовий режим зникає, якщо n_{cr} відхиляється від цього заданого значення. Це добре видно з рис. 4, де для порівняння наведено два графіка зміни концентрацій при одних і тих же значеннях параметрів W , γ і b , але різних n_{cr} . Незначне відхилення n_{cr} від значення, що задавалося на верхньому графіку, приводить до зникнення хвильового режиму на нижньому графіку, на якому добре видно зростання нейтронної густини, що може трактуватися як розгін реактора.

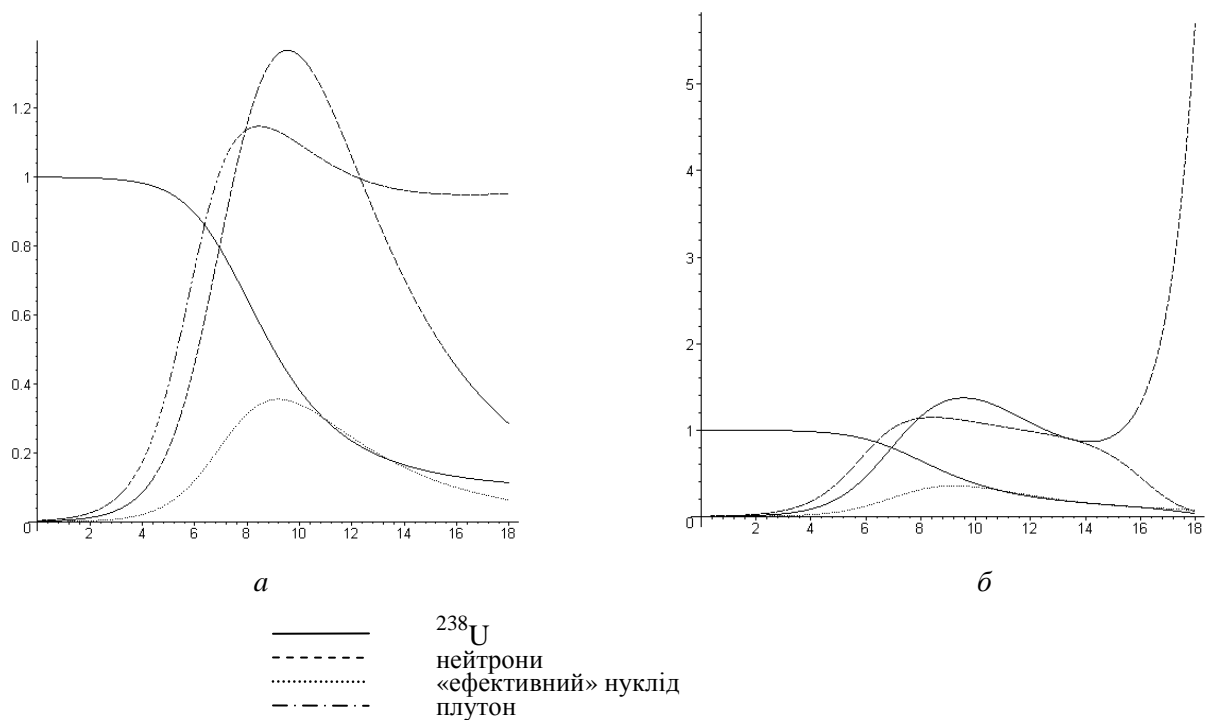


Рис. 4. Залежність безрозмірних концентрацій n_8 , n , n_9 , плутонію від хвильової змінної x . $W = 3$, $\gamma = 10$, $b = 1$. Хвиля розповсюджується при $n_{cr} = 0,0234311$ (а). Найменша зміна n_{cr} ($n_{cr} = 0,02344$) приводить до зникнення хвилі (б).

Якщо розглядати n_{cr} як функцію швидкості хвилі, то значення n_{cr} , що відповідає граничному випадку повільної хвилі, є максимальним. При $n_{cr} > n_{max}$ хвиля нейтронного поділу не утворюється взагалі.

Треба підкреслити, що n_{cr} є параметром середовища і не може бути меншим за деяке граничне значення. З практичної точки зору доцільно зосередитися на значеннях швидкостей, яким відповідають фізично реальні значення n_{cr} . Наведемо значення W для ряду таких значень n_{cr} при $\gamma = 10$:

W	0,01	0,02	0,1	0,5	1	1,4
n_{cr}	0,06208	0,06188	0,0602	0,051454	0,04219	0,036545

Для фізично реальних критичних концентрацій плутонію хвиля нейтронного поділу може мати швидкість у проміжку від майже нуля до приблизно 3 см на добу. При цьому відносна глибина вигорання ^{238}U змінюється від 50 до 80 %.

Отже, саме існування автохвильового режиму поділів ядер плутонію в середовищі ^{238}U суттєво залежить від параметрів задачі, а саме від співвідношення між перерізами

поглинання всіх нуклідів, що беруть участь у процесі, що у свою чергу визначається спектром реактора. Особливо визначальною є залежність від n_{cr} – критичної концентрації плутонію, що залежить від співвідношення між перерізом поділу плутонію та перерізами поглинання всіх нуклідів.

Ще раз варто підкреслити, що наведений аналіз було проведено на основі припущення, що n_{cr} є постійною наперед заданою величиною. У дійсності n_{cr} змінюється при проходженні хвилі, і можливо, що врахування цього факту, а також інших нуклідів, які утворюються при поділі плутонію та визначають його критичну концентрацію, може суттєво змінити висновки. Особливо цікавим може бути більш докладне вивчення питання про критерії існування автохвилі залежно від нейтронного спектра реактора, але це потребує виходу за межі одноступеневого наближення. Зрозуміло, що всі якісні висновки стосуються також торієвого реактора, хоча співвідношення між параметрами буде відрізнятися.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. *Феоктистов Л.П.* Нейтронно-делительная волна // Докл. АН СССР.–1989.–Т. 309.–С. 4.
2. *Феоктистов Л.П.* Безопасность–ключевой момент возрождения ядерной энергетики // УФН.–1993.–№ 8. – С. 89–102.
3. *Гольдин В.Я., Троцкий Ю.В., Пестрякова Г.А.* Об управлении реактором на быстрых нейтронах в саморегулируемом режиме 2-го рода // Докл. РАН.–1999.–Т. 369, № 2.–С. 170–172.
4. *Teller E.* Nuclear energy for the third millennium.–UCRL-JC-129547, preprint.
5. *Гольдин В.Я., Анистратов Д.Ю.* Реактор на быстрых нейтронах в саморегулируемом нейтронно-ядерном режиме // Мат. моделирование.–1995.–Т. 7, № 10.–С. 12–32.
6. *Гольдин В. Я., Пестрякова Г.А. Троцкий Ю.В., Аристова Е.Н.* // Атомная энергия. - Март 2003. - Т. 94, вып. 3.
7. *Уолтер А., Рейнольдс А.* Реакторы-размножители на быстрых нейтронах. - М.: Энергоатомиздат, 1986.

Надійшла до редакції 27.02.06

6 РЕАКТОР НА МЕДЛЕННОЙ ВОЛНЕ ЯДЕРНОГО ДЕЛЕНИЯ

В. Н. Павлович, В. Д. Русов, В. Н. Хотяинцев, Е. Н. Хотяинцева

На основе упрощенной системы уравнений исследованы свойства автоволны медленного ядерного горения, которая в определенных условиях может распространяться в среде, содержащей ^{238}U (или ^{232}Th). Показано, что на возникновение волны влияет спектр реактора и наличие в составе среды других веществ, которые определяют критическую концентрацию плутония (или ^{233}U).

6 SLOW NUCLEAR FISSION WAVE REACTOR

V. M. Pavlovic , V. D. Rusov, V. M. Khotyayintsev, O. M. Khotyayintseva

The properties of the slow nuclear burning autowave which can propagate under definite conditions in the medium containing ^{238}U (or ^{232}Th) are considered at the base of a simplified system of equations. It is shown that the autowave arising is influenced by the reactor spectrum and the presence in the medium of other elements which determine the critical concentration of plutonium (or ^{233}U).