

ТЕРМОДИНАМІЧНИЙ АНАЛІЗ ТА МОДЕЛЮВАННЯ

УДК 685.34.017.84; 539.217

Конденсаційна генерація тиску в літєвих контурних теплових трубах**О. В. Роганков**

Одеська національна академія харчових технологій, вул. Дворянська, 1/3, Одеса, 65082, Україна

✉ e-mail: oleg.rogankov@gmail.com

ORCID: <https://orcid.org/0000-0002-1559-4548>

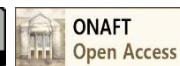
Звичайні і контурні теплові труби відносяться до найбільш ефективних способів передачі тепла від таких джерел, як активна зона ядерного реактора. Конвективні потоки маси і теплоти, утворені у випарнику, передаються конденсатору потоком пари робочої речовини, яка розширюється (v), і потім сконденсована рідина (l) повертається у випарник через вузькі пористі канали гніту. Зміна капілярного тиску в гніті вважається єдиним (крім опціонального впливу гравітації) рушійним фактором для повернення рідини і забезпечення стійкої роботи теплової труби. У даній статті обґрунтовується наявність додаткового рушійного фактора, так званого конденсаційного теплового насосу, у будь-яких реальних випарно-конденсаційних циклах при відносно невеликих перепадах температури і тиску. Це підтверджується детальним розглядом контурної теплової труби з літєвим теплоносієм та її термодинамічного циклу, який функціонує головним чином в області вологості та перегрітої пари. В роботі проведено аналіз способів передачі тепла від активної зони реактору, визначено обмежуючі фактори та наведено можливі шляхи їх усунення у реалізації малогабаритних потужних автономних джерел енергії. У згаданому контексті розглянуто особливості та переваги роботи контурних теплових труб у порівнянні з протиточними тепловими трубами і надана нова інтерпретація їх термодинамічного циклу. Вона заснована на результатах нещодавніх робіт [10-12], в яких обґрунтовується існування області гетерогенних станів перегрітої парової фази, так званої v -інтерфази. Показана асиметрія (незворотність) теплоти фазового переходу дозволяє ввести таке поняття, як конденсаційний тепловий насос в доповнення до капілярного насосу гніту теплових труб. Запропоновано модифіковані способи оцінки оптимальних температур робочих циклів з урахуванням зазначених термодинамічних ефектів.

Ключові слова: Автономні ядерні установки; Контурні теплові труби; Надлишкова теплота конденсації; Конденсаційний тепловий насос; Літєвий теплоносій

doi: <https://doi.org/10.15673/ret.v56i3-4.1950>

© The Author(s) 2020. This article is an open access publication

This work is licensed under the Creative Commons Attribution 4.0 International License (CC BY)

<http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>**1. Вступ**

Необхідність розробки компактних, але потужних автономних джерел енергії для найрізноманітніших умов роботи на землі та при освоєнні космосу передбачає забезпечення їх сталого і довготривалого функціонування. Основним напрямком досліджень в даному питанні є пошук оптимальних реалізацій відповідних термодинамічних циклів. Одним з найбільш дієвих підходів до вирішення проблем технологічної та екологічної без-

пеки автономних джерел високої потужності (≤ 10 МВт) слід вважати ядерні установки, в яких знімання тепла здійснюється тепловими трубами, розташованими між паливних стрижнів реактора (рис. 1). При температурах до 1000К в якості теплоносія доцільно використовувати калій, до 1300К – натрій, при більш високих температурах – літій.

Максимально можливі в тепловій трубі значення тиску пари P_v^{max} для даних металів вказані в табл.1. Вони змінюються в діапазоні від $\sim 0,5$ атм до $\sim 2,3$ атм для того, щоб уникнути термогідрав-

лічних вибухів, викликаних раптовим кипінням перегрітого теплоносія [3, 4]. Такий спосіб відведення теплоти від реактора в зону конденсації характеризують терміном «пасивне охолодження активної зони» [1], щоб відрізнити його від подальшого етапу використання теплообмінника з при-

мусовим прокачуванням через область навколо теплових труб таких холодоагентів, як вода або CO_2 в газовій фазі. Наявність будь-яких високотемпературних нагнітальних насосів, регулювальних клапанів і клапанів є джерелом підвищеної небезпеки при експлуатації реакторів.

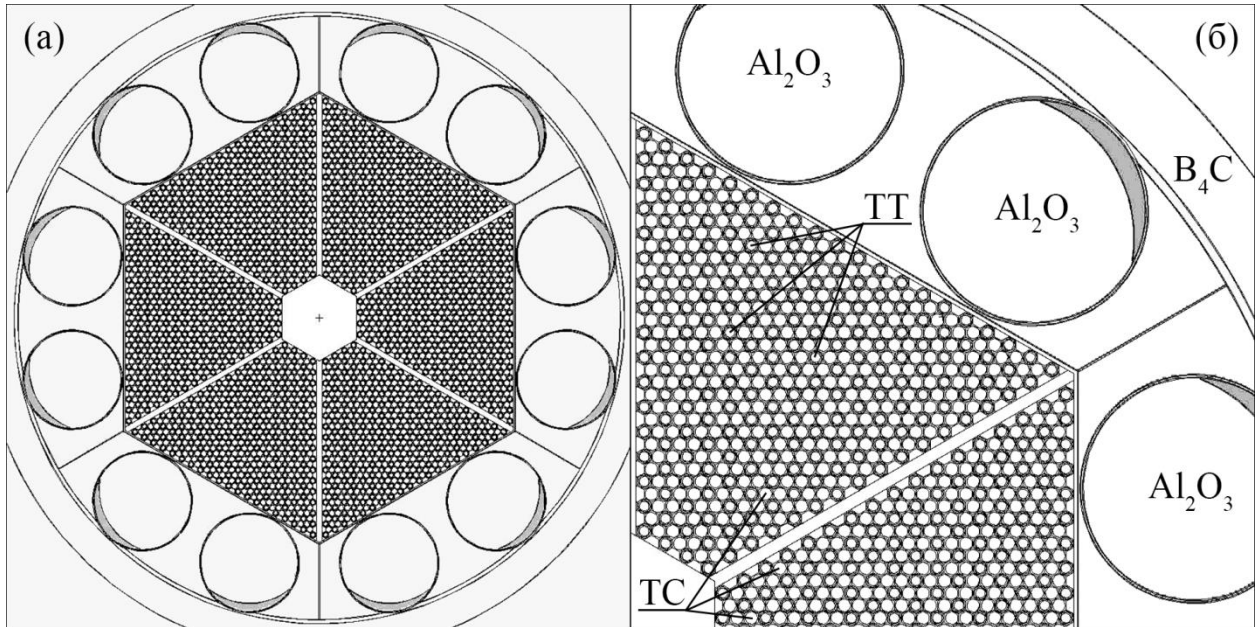


Рисунок 1 [1,2] – Схема активної зони реактора *SS_UO2*-концепції, працюючого на 19.75% збагаченому UO_2 , у корпусі з нержавіючої сталі. Рідкометалевим теплоносієм є калій *K* з максимальною робочою температурою $T^{\max} \approx 950$ К. Використання натрію *Na* дозволяє підвищувати її на 300 К до $T^{\max} \approx 1250$ К (див. набл.1).

Таблиця 1 [1] – Робочі параметри *SS_UO2* (stainless steel uranium oxide) і *Moly_UN* (molybdenum alloy (TZM) uranium nitride (UN)) реакторів-концептів

Концепція реактора	<i>SS_UO2</i>	<i>Moly_UN</i>
Максимальна температура палива	1150 К	1550 К
ТТ-теплоносій	K	Na
Робоча температура теплоносія (max)	950 К	1250 К
Тиск пари теплоносія (max)	0,55 бар	2,8 бар
Потужність окремої ТТ (max)	5,6 кВт	16,8 кВт
Потужність реактора (проектowana)	5 МВт	15 МВт
Холодоагент теплообмінника (газ)	CO_2	CO_2
Температура на вході (CO_2)	600 К	875 К
Тиск на вході (CO_2)	14 бар	21 бар
Температура на виході (CO_2)	925 К	1200 К
Падіння тиску на виході (CO_2)	0,35 бар	0,85 бар

Такий найбільш аварійний потенціал характерний для більш традиційних циклів охолодження активної зони Брайтона-Еріксона, з парогенератором і турбіною [5]. Їх недоліком в кожному з контурів є наявність компресорів, що забезпечують повернення робочого тіла в зону нагріву. З іншого боку, рекомендоване [1,2] в концептах реакторів

(рис. 1) використання системи великої кількості теплових труб з подвійною конденсаційною зоною (нагрівач розташований всередині) збільшує на одиницю число теплообмінників з високотемпературною газовою фазою холодоагенту. Уявлення про зміну його температури на вході і виході з теплообмінника при відносно малих перепадах тис-

ку дає табл. 1.

Враховуючи вищесказане, можна зробити висновки про те, що потенційна можливість надтеплопровідності теплових труб в схемі пасивного охолодження реалізується не повністю. Зокрема, такий важливий динамічний параметр, як інтенсивність циркуляції теплоносія, який визначається взаємоузгодженими швидкостями прямого потоку пари і зворотного потоку рідини, залишається нерегульованим фактором. Поза розглядом і регулюванням знаходиться також співвідношення факторів плівкової (що погіршує теплопередачу) і крапельної (яка ускладнює повернення рідкої фази) конденсації в зоні охолодження теплової труби. Принциповим обмеженням описаної вище схеми є застосування примусової циркуляції газового холодоагенту в теплообмінному контурі, який утворює єдину теплову трубу наступного рівня або циркуляцію робочого тіла турбіни для виробництва корисної роботи.

У даній статті пропонується потенційно можлива схема повного або часткового усунення перерахованих вище обмежень пасивного охолодження активної зони реактора. Вона заснована на введенні каскаду безперервного перетворення теплового потоку ядерної реакції $Q_p/\Delta t$, елементами якого є або контури теплових труб [6-8] або цикли автономного двигуна Стірлінга [9]. Обидва функціонують у замкнутих об'ємах з постійною загальною масою m заправки робочого тіла і не потребують використання клапанів, вентилів і насосів для забезпечення сталого режиму циркуляції.

2. Контурна тепла труба та її термодинамічний цикл

Головною перевагою контурної теплової труби (рис. 3) в порівнянні з тепловими трубами (рис. 2) є відділення потоку пара від потоку рідини. Остання затоплює гніт в т.зв. мокрій точці ($x \rightarrow 0$) зони відводу теплоти. Навпаки, т.зв. суха точка знаходиться в кінці зони нагріву і відповідає ступеню сухості пара, близькою до одиниці ($x \rightarrow 1$).

Різниця кривизни меніска в порах гніту, (найбільшої в сухій точці і найменшої в мокрій точці), передбачається в прийнятій теорії теплових труб [6-8] основною рушійною силою парорідинного потоку змінного ступеня сухості x . Її називають «капілярним насосом», дія якого може посилюватися або послаблюватися в залежності від просторової орієнтації теплової труби.

Фактично, протилежна спрямованість «дотичних» потоків в теплової трубі, призводить до ряду обмежень в її експлуатації, таких як осушення гніту, перепалив труби, плівкове і бульбашкове кипіння теплоносія. Принаймні, частини цих обмежень вдається уникнути в циклі контурної теплової труби, розділивши потоки і направивши їх в одну сторону, як показано на рис. 3. Така схема є типовою для робіт з теорії контурних теплових труб [13-18]. У них головний акцент робиться на конструкції випарника з гнітом, які постійно знаходяться в рідкій фазі, тоді як облаштуванню конденсатора приділяється менше уваги. Частково, такий підхід можна пояснити включенням в схему нового елемента – двофазового резервуара, званого «компенсаційною камерою». Його призначенням є підтримка ізоморфних профілів тиску $P(x)$ і температури $T(x)$ в стаціонарному циклі, шляхом збереження маси фазо-змінної частини теплоносія, що циркулює в контурній теплової трубі. Ця мета досягається наявністю області над мокрою зоною гніту, заповненої вологим ($x \rightarrow 0$) паром. У такій схемі гніт слугує своєрідним бар'єром, а відтік теплоносія що випаровується з нього (сухої насиченої або навіть перегрітої пари ($x \rightarrow 1$)) відбувається через систему вузьких каналців, які оперізують його з протилежного боку. Іноді, не цілком обгрунтовано, пар що відводиться називають ненасиченим [5]. Він завжди характеризується або більшою температурою $T_{in} > T(P_v)$, або меншим тиском $P_{in} < P_v(T)$ в порівнянні з параметрами парорідинної рівноважної діаграми. Тут і далі нижній індекс in означає інтерфазу гетерогенних неоднорідних станів перегрітої пари [10-12], що має кластерну структуру комплексів молекул або атомів що хаотично рухаються. Для порівняння, класична теорія описує тільки однорідні стани речовини і їх метастабільні продовження. В (P, T) -проекції такий підхід дає систему двох, недосяжних в будь-якому експерименті, спінодалей і єдину бінодаль. Класичним спінодалям відповідають моделі метастабільної переохолодженої газової фази. Область останньої, перекривається в (P, T) -проекції з областю парової інтерфази, що має велике значення, для пропонованої в даній статті модифікації термодинамічного циклу контурних теплових труб. Відмінності реальної поведінки будь-яких речовин в області фазового переходу від загальноприйнятої картини, відображені в концепції флуктуаційної конгруентної парорідинної діаграми, розвиненої в [10-12].

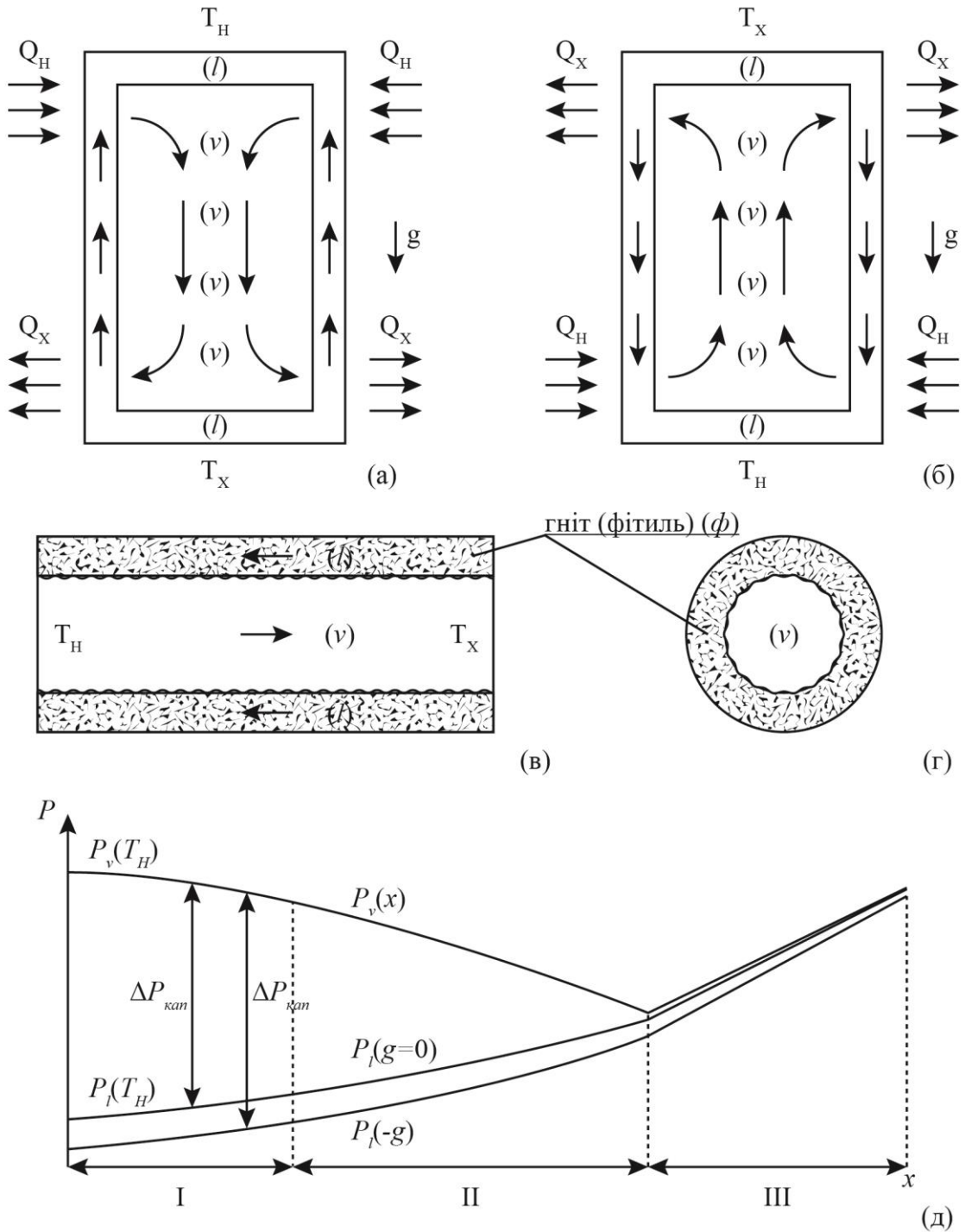


Рисунок 2 – Варіант роботи теплової труби (а)-(в) простої циліндричної форми (г) (в якій, хвилястою внутрішньою лінією, підкреслено неминучу, у простій конструкції, проблему взаємодії зустрічних (v)- і (l)- потоків). Схематичний розподіл (д) стаціонарних, не враховуючих фактор часу профілів тиску $P_v(x)$ і $P_l(x)$ в зонах I (пароутворення); II (адіабатного процесу); III (конденсації). Зони руху пару $(\Delta x)_v = \Delta x(I) + \Delta x(II) + \Delta x(III)$ обрані тут довільно, оскільки визначення зони руху рідини у тьоті $(\Delta x)_l$ може бути здійснено тільки за рахунком впливу на профілі $P_{v,l}(x, t)$ фактора часу.

Важливо вказати, що описана схема контурних теплових труб дозволяє досягати високих ступенів стиснення робочої речовини, прискорюючи

її циркуляцію в області конденсації, що займає майже всю довжину трубопроводу, показаного на рис. 3. Він з'єднує мокру і суху точки, локалізовані

в єдиній області компенсаційної камери, гніту і випарних каналів.

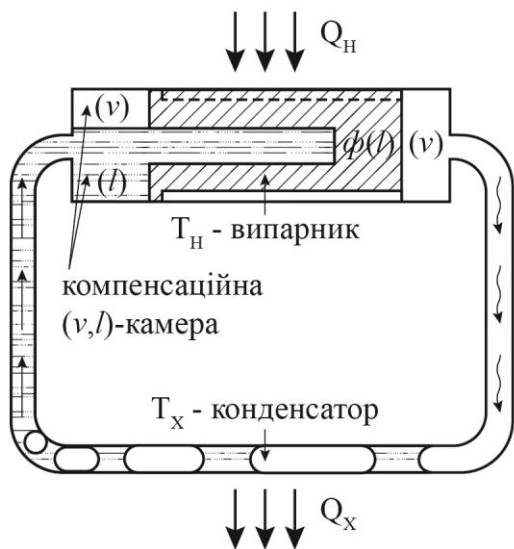


Рисунок 3 – Схема контурної теплової труби з двофазною компенсаційною камерою (v/l) , що розділяє об'єми односпрямованих (на відміну від звичайних теплових труб) потоків пари (v) і рідини (l) , забезпечуючи, одночасно, більшу інтенсивність теплопередачі без зовнішніх насосів та компресорів

Перепад максимального і мінімального тиску в цій області, а також відповідний перепад температур нагрівання та охолодження, є факторами управління швидкістю потоків маси і теплоти в трубопроводі. Його повна довжина $l = l_v + l_l$ може бути масштабована значенням x – сухості потоку

флюїду, що змінюється при переході з області розширення в область стиску від 1 до 0.

Розглянемо на рис. 4 окремі стадії циклу контурних теплових труб і їх прийнятну термодинамічну інтерпретацію в (P, T) -проекції [6] більш детально. Незважно помітити, що умовне розташування теплообмінника-конденсатора з його температурами входу $(T_3 = T_2)$ і виходу $(T_5 = T_6)$, є досить грубим наближенням. Згідно з ним, до двох загальноприйнятих допущень [6-8] стаціонарного функціонування звичайних теплових труб (1,2) слід додати досить спірну апроксимацію (3):

$$\Delta P_{\text{кап}}^{\text{max}} \geq \Delta P_v + \Delta P_v \pm \Delta P_m. \quad (1)$$

$$\Delta P_{\text{ex}}^{\text{max}} \geq \frac{dP_v}{dT} \Delta T^{1 \rightarrow 7}. \quad (2)$$

$$\Delta P^{5 \rightarrow 6} \approx \frac{dP_v}{dT} \Delta T^{4 \rightarrow 6}. \quad (3)$$

де ΔP_m – вклад гравітації. Тут передбачається, що єдина похідна тиску насиченої пари, взята в точці 4 фазового переходу, може з хорошою точністю описати ізотермічне розширення рідини в процесі 5→6, або ізотермічне розширення переохолодженої метастабільною газової фази в тому ж процесі. Весь хід подальшого, спочатку ізобарного 6→7, а потім, супроводжувачогося падінням тиску $\Delta P^{7 \rightarrow 8}$, нагріву робочого тіла в компенсаційній камері до стану перегрітої пари 8 ($T_8 = T_1$) також не представляється реалістичним.

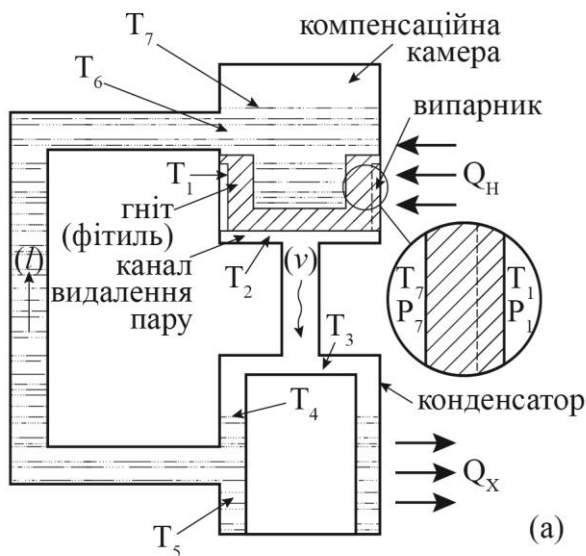


Рисунок 4 – Типова схема контурної теплової труби (а) та її традиційна інтерпретація [6] у (P, T) -проекції парорідинної діаграми (б)

У першому сегменті, для його реалізації, передбачається, що нагрів рідини до стану насичення здійснюється за рахунок джерела нагріву Q_H , шляхом трансляції частини теплоти через значний термічний опір гніту в компенсаційну камеру. Вся частина процесу конденсації з переохолодженням 4→5→6→7, що належить області стабільної рідкої фази в (P, T) -проекції, означає високий ступінь термодинамічної незворотності передбачуваних потоків тепла і маси. Фізично, це мало узгоджується з реально спостережуваною надтеплопровідністю контурних і звичайних теплових труб.

3. Концепція конденсаційного теплового насоса діючого в звичайних і контурних теплових трубах

До основних моделей теорії теплових труб відноситься розгляд стаціонарної густини теплового потоку між двома дуже близькими ефективними термостатами ТН и ТХ за допомогою узагальненого закону Фур'є:

$$j_Q = -\lambda^{ef} \frac{\Delta T}{\Delta x} \quad (a) \quad \frac{\lambda^{ef} A_{\perp}}{\Delta x} = \frac{Q}{\Delta t} \frac{1}{\Delta T} \quad (b) \quad (4)$$

Тут $\Delta t = \tau$ – характерний інтервал часу роботи теплової труби, а її площа поперечного зрізу A_{\perp} і характерна довжина $\Delta x = l$ вказують на одновимірність моделі процесу. У якості контраргументів такому формалізму лінійної нерівноважної термодинаміки можна відмітити два фактора: по-перше, ефективна теплопровідність λ^{ef} на багато порядків більше молекулярної теплопровідності $\lambda \ll \lambda^{ef}$ металів. По-друге, замкненість робочого простору теплової труби і збереження маси робочого тіла, що зазнає постійного фазового перетворення, виправдовують прийняту стратегію оптимізації функціонування теплових труб [6-8] тільки формально. Вона полягає в прагненні забезпечити максимально можливу питому потужність теплопередачі: $Q/[(\Delta m)_v \Delta t]$ за деякий обраний інтервал часу Δt . Врахуємо вимогу стійкої циркуляції потоку маси пара через таку ж площу поперечного перерізу:

$$j_{\Delta m} = \frac{(\Delta m)_v}{\Delta t A_{\perp}} = \frac{K_{\phi} \rho_l}{\mu_l} \frac{\Delta P_l}{(\Delta x)_l} \quad (5)$$

Друга рівність у (5) відповідає закону Дарсі, в якому K_{ϕ} – проникність гніту, $(\Delta x)_l$ – його ефек-

тивна довжина, а відношення динамічної в'язкості μ_l до густини ρ_l відповідає кінематичній в'язкості ν_l теплоносія:

$$\tau_{\phi l} = \frac{K_{\phi} \rho_l}{\mu_l} = \frac{K_{\phi}}{\nu_l} \quad (6)$$

Параметр характерного часу $\tau_{\phi l}$ просочування (дроселювання) рідини через пористу структуру гніту з достатньою для виконання умови $(\Delta m)_v = (\Delta m)_l$ швидкістю $u_{\phi l} = (\Delta x)_l / \tau_{\phi l}$ було введено у нещодавніх роботах [19-21]. З його допомогою, необхідний для стійкої циркуляції перепад тиску в гніті ΔP_l з (1) можна записати у вигляді добутку: $\Delta P_l = u_{\phi l} j_{\Delta m}$. Приймаючи до уваги зміну знака перепаду температури $\Delta T = T_H - T_X$ у зворотному потоці рідини, запишемо відношення потоків тепла (4) та маси пара (5):

$$\frac{j_Q}{j_{\Delta m}} = \frac{Q}{(\Delta m)_v} = \frac{\lambda^{ef}}{\tau_{\phi l}} \frac{\Delta T}{\Delta P_l} \frac{(\Delta x)_l}{l} \quad (a) \quad j_{\Delta m} = \frac{\Delta P_l}{u_{\phi l}} \quad (b) \quad (7)$$

Отриманий результат прямо свідчить про неповну узгодженість традиційної постановки задачі оптимізації питомого потоку пари: $q = Q/(\Delta m)_v$ зі звичайною у теорії теплових труб вимогою. Вона полягає у прагненні зменшення ступеню термодинамічної недосконалості у прийнятому [7] визначенні λ^{ef} з (4b):

$$\lambda^{ef} = \frac{Q}{\Delta t} \frac{l}{A_{\perp}} \frac{\eta_{TT}^0}{T_H} \quad (a) \quad \eta_{TT}^0 = \frac{T_H}{T_H - T_X} \quad (b) \quad (8)$$

Вказаний ступінь недосконалості формально відповідає термічному ККД циклу Карно та будь-яких інших ідеальних циклів (Стірлінга, Еріксона) з двома термостатами. Звідси випливає, що зменшуючи різницю ΔT , тут пропонується максимально підвищити зворотну величину ККД, розглядаючи теплову трубу у якості своєрідного теплового насоса [5]. Вона працює за зворотнім циклом, у якому температура порожнини розширення (для труби це T_H , а не T_X , як допускається в (8b)) завжди менше температури порожнини стиснення. Зауваження, надані у дужках, вказують на фізичну неузгодженість прийнятої [7] інтерпретації коефіцієнта λ^{ef} у рамках емпіричного закону Фур'є і введення оптимізуючих умов (8 a,b) за допомогою формальної моделі теплового насоса. В реальних

теплових трубах теплота відводиться у зоні конденсації – стиснення при температурі T_x , а не випаровування – нагріву при T_H , де вона підводиться.

Додатковими обмеженнями обговорюваного традиційного підходу слід вважати те, що на відміну від (7) у ньому не розглядається та частина повного періоду циклу теплових труб, котра відповідає поверненню рідини в зону нагріву, а також передбачається повна оборотність (рівність теплот випаровування і конденсації) прямого і зворотного процесів рівноважного фазового переходу. Вони здійснюються на практиці в нерівноважних умовах підтримки стаціонарних середніх градієнтів $\Delta T/l$ і $\Delta P_l/(\Delta x)_l$ уздовж звичайної теплової труби. Звідси, задаючи оптимально необхідне для споживача значення питомого потоку q^{opt} у лівій частині (7), можна прийти до більш обґрунтованої, у порівнянні з (8), задачі оптимізації ефективного коефіцієнту $\lambda^{e\phi}$:

$$\lambda^{e\phi} = \frac{q^{opt} \tau_{\phi} l \Delta P_l}{(\Delta x)_l \Delta T} \quad (9)$$

У цьому формулюванні автоматично враховується можливий розбаланс споживаної від джерела нагрівання теплоти випаровування $\Delta_v h(T_H)$ і теплоти конденсації, що виділяється в зворотному процесі – $\Delta_l h(T_x)$.

В роботах [10-12] показано, що при рівній температурі $T_x \rightarrow T_x = T$ перший з вкладів, відповідний рівноважному рівнянню Клаузіуса-Клапейрона, завжди трохи менше другого вкладу на величину $\Delta_{lg} h(T)$:

$$\begin{aligned} \Delta_v h(T) &= R i_v(T) P_v (v_g - v_l) \quad (a) \\ \Delta_l h(T) &= \Delta_v h + \Delta_{lg} h \quad (b) \end{aligned} \quad (10)$$

Тут введено поняття функції Ріделя $R i_v = (T/P_v) \times (dP_v/dT)$ для єдиної в класичній теорії кривої тиску насиченої пари $P_v(T)$. Реальне співіснування двох гілок цієї кривої: $P_b(T)$ для точок кипіння (b) та $P_d(T)$ для точок роси (d) визначає основні властивості теплоносія і, зокрема, величину розбалансу теплоти переходу $\Delta_{lg} h = T \Delta_{lg} s > 0$. Він свідчить про незворотність реально протікаючих в теплових трубах процесів зі зміною фазового складу теплоносія.

Описаний ефект прояву незворотності універсальний. Його неважко поширити на схему контурних теплових труб, що володіє рядом переваг, від-

сутніх в звичайних теплових трубах. До них відносяться:

1) Здатність передавати набагато більші питомі потоки теплоти і на більші відстані l , завдяки відсутності гніту в загальній лінії транспорту парової фази (рис. 3) зі значенням x що безперервно змінюється;

2) Відсутність взаємодії прямого і зворотного потоків маси, небажаного для здійснення високо-температурної стійкої циркуляції, як при наявності, так і відсутності масових сил;

3) Об'єднання закінчення зони конденсації (на відміну від схеми рис. 4а) в загальному обсязі компенсаційної камери початковою зоною гніту-випарника, узгоджено створюють необхідний для здійснення циклу перепад тисків.

Завдяки конструкції контурної теплової труби що звужує потік пара, типу сопла, відображеної в п. 3, незворотний надлишок теплоти $\Delta_{lg} h$, що виникає в процесі конденсації, створює додатковий рушійний перепад тиску, зменшуючи, тим самим, необхідний перепад тиску, що розвивається капілярним насосом. Цей ефект істотно спрощує схему циклу, як показано на рис. 5а,б і робить її більш реалістичною, в порівнянні з рис. 4б.

Фактично виникає двофазний аналог циклу Стірлінга для контурних теплових труб, площа якого заштрихована і позначення вузлових точок ті ж самі, але регенерація теплоти, показана хвилястою стрілкою, є принципово новою відмітною ознакою двофазного циклу автономного двигуна Стірлінга. Вона означає, що тільки частина надлишку теплоти створює умовний конденсаційний тепловий насос, роль якого описана вище. Інша частина утворюється безпосередньо в зоні відводу теплоти і не відноситься до отриманої від реактора теплоти, яка транслюється прямим потоком пари в цю зону від джерела нагрівання. Включення цієї складової в проєктоване q^{opt} – значення можливо в рамках виведеного співвідношення (9), але не в рамках традиційних [7,8] рекомендацій по оптимізації (8а, б).

Стадія робочого режиму на рисунку 5б (настає після початкового етапу генерації тиску при початковому заповненні рідкою фазою компенсаційної камери її поступового витискання з парової гілки до деякого прийняттого рівня) важлива для налаштування роботи контурної теплової труби в цілому. Видно, що вся площа двофазного аналога циклу Стірлінга належить виключно області пари в (P, T) -проекції. Таким чином, загальна лінія транс-

порту гетерогенної парової фази здійснюється, добре стисливим і теплопровідним потоком що пос-

тупово конденсується з ступенем сухості x що безперервно зменшується.

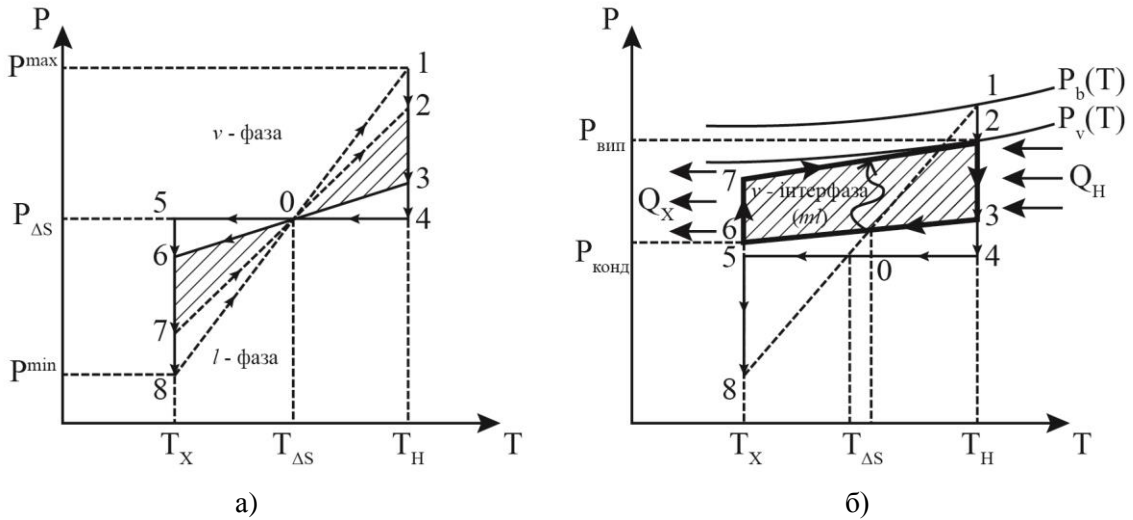


Рисунок 5 (а) – Баланс тиску для установленого режиму циркуляції та термостатування у діаграмі парорідинної рівноваги виключно за рахунок дії капілярного насоса: $\Delta P^{8 \rightarrow 1}$; (б) – Зміщення робочого циклу у область вологої пари та метастабільної рідини (ml) при збільшенні середнього тиску $(P_{\text{вип}} + P_{\text{конд}})/2 > P_{\Delta S}$ за рахунок існуючого розбалансу теплоти конденсації та теплоти випаровування у конгруентній парорідинній діаграмі (регенерація теплоти у гноті (фітилі) показана хвилястою лінією)

У цьому полягає принципова відмінність реальної схеми контурної теплової труби від її ідеалізованого [6] варіанту. В останньому теплообмінник-конденсатор, формально поміщений на рис. 4 в середину зазначеної лінії, ділить її на дві умовні і мало реалістичні фази: однорідної рідини і однорідного пара. Саме для збереження умови однорідності рідини (щоб уникнути «замикаючих» її потік бульбашок) передбачається «глибоке» заходження $4 \rightarrow 5 \rightarrow 6 \rightarrow 7$ в зону переохолодження. За умови великих швидкостей циркуляції це є зайвим.

4. Принцип оптимізації каскадної схеми перетворення ядерної енергії для літєвого теплоносія в області інтерфазі

В області (P, T) -проекції парорідинної діаграми, відповідної традиційному поняттю однорідної перегрітої пари, є три взаємовиключні моделі його станів. Класична теорія рівноваги двох нескінченних однорідних фаз відносить стани $(T > T_v, P < P_v)$ до області стабільної газової фази. Екстраполяція класичної теорії на опис двофазної рівноваги газ-рідина допускає наявність, тут же, метастабільного розширення перегрітої рідини. Некласична концепція гетерогенних просторових розпо-

ділів густини і питомої ентальпії для негіббсовської парової фази була покладена в основу моделі флуктуаційної термодинаміки [22] і використана [23,24] для конструкції мезоскопічної конгруентної пар-рідинної діаграми. Її застосування в роботах [10-12] до п'яти лужних (Li, Na, K, Rb, Cs) і п'яти лужноземельних (Be, Mg, Ca, Sr, Ba) металів продемонструвало переваги порівняно з класичною парорідинною діаграмою. Вони стають очевидними під час опису реальних звичайно мірних флюїдних фаз аж до нано-масштабів руху і взаємодії окремих частинок, що приводить до формування локальних метастабільних кластерів всередині області пари. Ця тенденція, давно виявлена Евінгом і багатьма іншими дослідниками-експериментаторами, підтверджена [24] при числовому моделюванні флуктуаційних кластерів в перегрітій парі лужних металів. Зауважимо для подальшого, що в літї такі кластери спостерігаються тільки в дуже вузькій температурній паровій інтерфазі.

Наведені фактори і результати розділів 2,3 свідчать про необхідність їх обліку в найпростішому варіанті регулярної каскадної схеми на рис. 6. Він передбачає поетапне, що складається з послідовності пар двох, узгоджено-функціонуючих, елементів: контурної теплової труби + авто-

номного двигуна Стірлінга. На рис. 5б показана схематично тільки верхня межа парової інтерфазі, утворена близько розташованими одна до одної:

$P_b(T) \geq P_v(T)$ -залежностями. Нижня межа інтерфазі, розрахована в [11,12] і утворена лінією точок крапельок роси $P_d(T) < P_v(T)$ представлена у табл. 2.

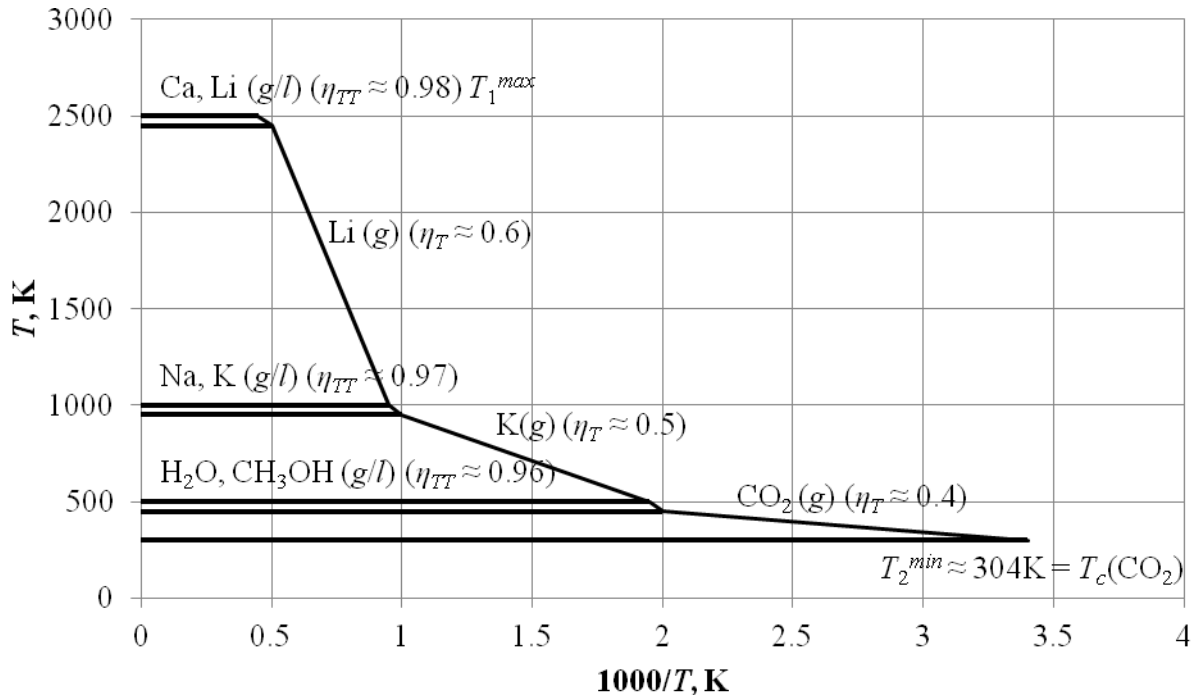


Рисунок 6 –Каскадна схема перетворення у механічну роботу і передачі теплової енергії автономного ядерного реактора від максимальної ($T^{\max} \approx 2500$ K) до мінімальної ($T^{\min} \approx 300$ K) температур з вказуванням потенційно можливих теплоносіїв, їх фазового стану і досяжного рівня термічного (η_T) і трансформаційного (η_{TT}) ККД в окремих елементах, а також каскаді у цілому.

Таблиця 2 – Порівняння критичних параметрів і параметрів точок нормального кипіння для конгруентної парорідинної [12,13] та парорідинної рівноважної [2] діаграм.

Метал	M , г / моль	$\frac{T_c[12]}{T_c[2]}$, К	$\frac{P_c[12]}{P_c[2]}$, бар	$\frac{\rho_c[12]}{\rho_c[2]}$, г/см ³	$\frac{Z_c[12]}{Z_c[2]}$	$\frac{T_d[12]}{T_b[2]}$, К
Li	6,941	$\frac{3650 \pm 50}{3680 \pm 300}$	$\frac{684 \pm 10}{600 \pm 150}$	$\frac{0,094 \pm 0,005}{0,126 \pm 0,05}$	$\frac{0,1666 \pm 0,01}{0,11 \pm 0,06}$	$\frac{1622 \pm 5}{1616,2}$
Na	22,99	$\frac{2450 \pm 50}{2503 \pm 50}$	$\frac{374 \pm 10}{256 \pm 15}$	$\frac{0,205 \pm 0,005}{0,207 \pm 0,03}$	$\frac{0,2062 \pm 0,01}{0,14 \pm 0,04}$	$\frac{1347 \pm 5}{1156,3}$
K	39,10	$\frac{2200 \pm 50}{2281 \pm 30}$	$\frac{184 \pm 10}{164 \pm 10}$	$\frac{0,187 \pm 0,005}{0,194 \pm 0,025}$	$\frac{0,2108 \pm 0,01}{0,17 \pm 0,04}$	$\frac{1237 \pm 5}{1030,4}$
Rb	85,47	$\frac{2050 \pm 50}{2106 \pm 15}$	$\frac{143 \pm 10}{132 \pm 12}$	$\frac{0,338 \pm 0,005}{0,347 \pm 0,025}$	$\frac{0,2126 \pm 0,01}{0,19 \pm 0,04}$	$\frac{1162 \pm 5}{960,4}$
Cs	132,9	$\frac{2000 \pm 50}{2043 \pm 15}$	$\frac{106 \pm 10}{117 \pm 3}$	$\frac{0,408 \pm 0,005}{0,430 \pm 0,025}$	$\frac{0,2074 \pm 0,01}{0,21 \pm 0,04}$	$\frac{1106 \pm 5}{942,3}$
Be	9,012	$\frac{5950 \pm 50}{7500 \pm 800}$	$\frac{4055 \pm 10}{9890 \pm 3000}$	$\frac{0,350 \pm 0,005}{0,434 \pm 0,05}$	$\frac{0,2113 \pm 0,01}{0,33 \pm 0,05}$	$\frac{3352 \pm 5}{2743,3}$
Mg	24,31	$\frac{3900 \pm 50}{3650 \pm 300}$	$\frac{1103 \pm 10}{1690 \pm 500}$	$\frac{0,386 \pm 0,005}{0,411 \pm 0,05}$	$\frac{0,2144 \pm 0,01}{0,33 \pm 0,05}$	$\frac{2230 \pm 5}{1390,0}$

Продовження таблиці 2

Метал	M , г / моль	$\frac{T_c[12]}{T_c[2]}$, К	$\frac{P_c[12]}{P_c[2]}$, бар	$\frac{\rho_c[12]}{\rho_c[2]}$, г/см ³	$\frac{Z_c[12]}{Z_c[2]}$	$\frac{T_d[12]}{T_b[2]}$, К
Ca	40.08	$\frac{4050 \pm 50}{4280 \pm 300}$	$\frac{591 \pm 10}{1060 \pm 300}$	$\frac{0,335 \pm 0,005}{0,363 \pm 0,05}$	$\frac{0,2100 \pm 0,01}{0,33 \pm 0,05}$	$\frac{2268 \pm 5}{1768,4}$
Sr	87.62	$\frac{5150 \pm 50}{4000 \pm 300}$	$\frac{599 \pm 10}{780 \pm 200}$	$\frac{0,565 \pm 0,005}{0,618 \pm 0,08}$	$\frac{0,2171 \pm 0,01}{0,33 \pm 0,05}$	$\frac{2981 \pm 5}{1659,3}$
Ba	137.33	$\frac{6800 \pm 50}{4400 \pm 450}$	$\frac{689 \pm 10}{770 \pm 200}$	$\frac{0,774 \pm 0,005}{0,879 \pm 0,1}$	$\frac{0,2164 \pm 0,01}{0,33 \pm 0,05}$	$\frac{3924 \pm 5}{2120,2}$

Дані по відношенню температур T_d/T_v (передбаченої T_d до експериментальної T_v в [7]) з останнього стовпчику табл. 2 підтверджують необхідність їх врахування при формуванні каскаду. При збільшенні середнього тиску як циклу контурної теплової труби, так і автономного двигуна Стірлінга, бажано підтримувати мінімальний тиск в циклі вище його нижньої P_d межі. Такий вихід в область менших тисків газової фази $P_g(T) < P_d(T)$ повинен погіршити тепло-масообмінні характеристики робочої речовини. За відносно малого тиску $P \leq 5$ бар, це може призводити до значного збільшення площ теплоприймаючої і тепловіддаючої поверхонь. Відповідне різке зростання масогабаритних характеристик істотно знецінить основну ідею високо-ефективного використання кожного потенційного теплоносія при субкритичних температурах виключно в області його інтерфази (рис. 5б).

Дані табл. 2, отримані в роботі, вказують на унікальність літію в ряду як звичайних, так і рідкометалевих теплоносіїв. Максимальний ступінь перегріву цього металу (тобто різниця температур $T_d - T_v$ при будь-яких фіксованих субкритичних тисках) виявляється набагато менше спостережуваного у таких стандартних робочих тіл як вода або двоокис вуглецю (~ 30 К), а також інших лужних металів де він великий (~ 200 К). Вузкість виявленої температурної зони інтерфази Li формально зближує її (P, T) - проекцію з класичною діаграмою співіснування. Для її побудови використана модифікована в роботі схема контурної теплової труби. У ній капілярний насос 8→1 відіграє визначальну роль, оскільки внесок конденсаційного теплового насоса порівняно невеликий завдяки найменшим з відомих значенням ступеня максимального перегріву. Цей параметр флуктуаційної теорії характеризує притаманні саме Li властивості робочого тіла. Вони мінімізують ступінь термодинамічної не-

зворотності будь-яких тепло-масообмінних процесів з його участю.

Ефективність літєвих теплових труб є відомим з практики їх застосування фактом, що обговорюється в монографіях [6-8]. Новою інформацією тут є показана в статті можливість значно збільшити середній тиск ΔP_s функціонування контурних теплових труб, оптимізованих в рамках каскадної схеми. Одночасно, ще більш перспективною в даному контексті виглядає ступінчаста послідовність літєвих автономних двигунів Стірлінга, що перекидає значно помітніший і актуальний для практичного впровадження всього каскаду інтервал температур (~ 800 К). Збільшення середнього тиску з метою підвищення питомої потужності теоретичного циклу Стірлінга, дозволяє порівнювати властивості підкритичного газо-металевого Li з властивостями стандартних надкритичних теплоносіїв – водню і/або гелію [9]. Потенційне збільшення ступеня стиснення в двофазній схемі з Li за рахунок часткового розташування контуру в області інтерфази (рис. 5б) з не дуже «глибоким» переохолодженням рідини в порівнянні з рис. 4б для контурної теплової труби робить вказане порівняння багатобічним за його можливими практичними наслідками.

Проведене в роботі співставлення запропонованої автономної каскадної схеми з прийнятою двоконтурною схемою з теплоносієм – натрієм і робочим тілом – водою, яка реалізується в більшості сучасних атомних станцій [5], дало наступні результати. Тепловий потік великої потужності, що генерується реактором $Q_p/\Delta t$ при максимальній температурі T_p , редукується послідовно в первинному рідинному (потенційно-радіоактивному) і вторинному парогенеруючому контурах, щоб передати енергію воді при середній температурі пари $T_v^{\text{ф}}$ для здійснення корисної роботи:

$$W'_p = \alpha_0 (T_p - T_v^{cp}) (1 - T_x / T_v^{cp}), \quad (11)$$

де T_x – температура охолоджуючої води і α_0 – ефективний коефіцієнт тепловіддачі для всієї атомної станції. Неповністю обґрунтоване припущення сталості в теоретичному циклі Ранкіна призводить до відомих формул оптимізації термодинамічної ККД всієї теплової частини атомної станції та відповідного значення T_v^{cp} [5]:

$$\eta_T^{AC} = 1 - \sqrt{T_x - T_p} \quad (a) \quad T_v^{cp} = \sqrt{T_x T_p} \quad (b) \quad (12)$$

Як результат заданості на практиці обох температур T_x , T_p , ні теоретичний ККД (12a), ні реальний ефективний ККД не мають максимуму при T_v^{cp} (12b). Їх монотонне зростання при збільшенні T_v^{cp} призводить до загальноприйнятого висновку [7], здатному принести потенційно велику шкоду навколишньому середовищу. Згідно з ним, основний шлях підвищення ефективності ядерних енергетичних силових установок полягає в збільшенні робочих температур.

Наявність ряду еколого-біологічних об'єктивних перешкод на цьому шляху призвело, зокрема, до ідеї «пасивного охолодження активної зони» за допомогою системи багатьох теплових труб, що обговорювалася у вступі. У даній роботі для обґрунтування перспективності автономної каскадної схеми було знято ключове обмеження сталості з (11, 12) і прийнято альтернативне наближене визначення ККД для температур теплоносія:

$$\eta_T^{AKC} = 1 - \frac{T_x}{T_H} \approx \frac{\alpha(\Delta S)(T_p - T_H)}{K_w Q_H}. \quad (13)$$

Тут $\alpha(\Delta S)$ – змінний коефіцієнт тепловіддачі, що залежить від збільшення ентропії в реальних адіабатних незворотних процесах в порівнянні з їх ізентропічними зворотними аналогами, а $K_w \geq 1$ – коефіцієнт підвищення роботи циклу W_p , що задається за рахунок пропорційного збільшення Q_H при заданому η_T в (13). Була визначена характеристична температура $T_{\Delta S}$ для незворотного процесу відведення теплоти від реактора до автономного двигуна Стірлінга через контурну теплову трубу:

$$T_p > T_{\Delta S} = \frac{K_w Q_H}{\alpha(\Delta S)} \quad (a) \quad T_p = T_{\Delta S}; T_H = \sqrt{T_x T_p} \quad (b) \quad (14)$$

Два останніх рівності (14b) показують, що в запропонованому формалізмі обмеження: $\alpha(\Delta S) \rightarrow \alpha_0 = \text{const}$ означає припущення термодинамічної зворотності і призводить до нереалістичної рівності (12b). Замість нього, з (14a) впливає модель урахування незворотності для оптимізації температури нагріву теплоносія:

$$T_H = \frac{1}{2} \left[(T_p - T_{\Delta S}) \pm \sqrt{(T_p - T_{\Delta S})^2 + 4T_x T_{\Delta S}} \right]. \quad (15)$$

Цей вираз параметризовано значенням $\alpha(\Delta S)$, яке визначається проектованими реальними масштабами площі поверхні відводу теплоти в конденсаторі A_x , параметром часу $\tau_{\phi l}$ (6) і коефіцієнтом стаціонарної тепловіддачі α :

$$\alpha(A, \tau) = \alpha(\Delta S) / (A_x \tau_{\phi l}). \quad (16)$$

Сам параметр незворотності задається величиною $T_{\Delta S}$ (15), обраною як середнє значення в інтервалі $\Delta T = T_H - T_x$:

$$T_{\Delta S} = (T_H + T_x) / 2 \quad (a) \quad T_p = (3T_H^2 - T_x^2) / 2T_H \quad (b) \quad (17)$$

Для інтервалу літєвих контурних теплових труб на рис. 7а { $T_H = 2500$ К; $T_x = 2450$ К} оптимальними, згідно (17), будуть значення { $T_{\Delta S} = 2475$ К; $T_p = 2549,5$ К}. При збільшенні інтервалу ΔT для літєвих автономних двигунів Стірлінга на рис. 7б { $T_H = 2500$ К; $T_x = 2300$ К} відповідними значеннями будуть { $T_{\Delta S} = 2400$ К; $T_p = 2692$ К}. Ці оцінки представляються більш реалістичними і конкретними в порівнянні з прийнятою схемою оцінки теоретичного ККД атомної станції η_T^{AC} (11,12) [5]. По суті, вона неадекватно відображає незворотність процесу теплопередачі. У роботі встановлено, що запропонована модель оцінки ККД автономної каскадної схеми (13-17) може ефективно використовуватися в циклах з двофазним теплоносієм у всій області підкритичних температур:

$$\eta_T^p = \eta_T^{AKC} \frac{K_l^{\Phi T}}{K_l^{\Phi T} + \eta_T^{AKC}} \quad (a) \quad K_l^{\Phi T} = \frac{\Delta_v h}{C_p T_0} \quad (b) \quad (18)$$

де використано відомий критерій Клаузіуса для насиченої рідкої фази K_l [5], залежний від властивостей обраного теплоносія.

5. Висновки

Дана стаття містить викладення основних результатів дисертаційної роботи, яка буде представлена Вченій Раді Академії. Найбільш значущим результатом є обґрунтування подібності циклів контурної теплової труби і автономного двигуна Стірлінга, які пропонуються як утворюючі елементи каскадної схеми перетворення ядерної енергії. Продемонстровані обмеження існуючих оцінок λ^{ef} (8) для теплових труб і η_T^{AC} (12) для теплосилових установок, дозволяють вважати запропоновані в дисертації альтернативи λ^{ef} для контурних теплових труб і η_T^{AC} (13-17) більш прийнятною методологією з теоретичної та практичної точок зору.

Запропонована і доведена до рівня практичних рекомендацій, каскадна схема перетворення атомної енергії, може бути застосована в найрізноманітніших сферах життєдіяльності: від оптимізації існуючих АЕС до освоєння космосу або океанських глибин. Зазначена область найбільш ефективною роботи циклів двигуна Стірлінга і контурних теплових труб з лужними рідкометалевими теплоносіями дозволяє істотно зменшити габарити реальних пристроїв, збільшивши при цьому робочі потужності. Такий результат не тільки розширює перспективи використання атомної енергетики, а й істотно підвищує її доступність в задачах побутової електрифікації.

Література

1. P.R. McClure, D.I. Poston, D.V. Rao, R.S. Reid. Design of Megawatt Power Level Heat Pipe Reactors // Report of Los Alamos National Laboratory. – USA, 2015.
2. R. Hernandez, M. Todosow, N.R. Brown. Micro heat pipe nuclear reactor concepts: Analysis of fuel cycle performance and environmental impacts // Annals of Nuclear Energy. – 2019. – P. 419-426.
3. J.H. Lienhard, N. Shamsundar, P.O. Biney. Spinodal lines and equations of state: a review // Nuclear Engineering and Design. – 1986. – Vol. 95. – P. 297-314.
4. N. Shamsundar, J.H. Lienhard. Equation of state and spinodal lines – a review // Nuclear Engineering and Design. – 1993. – Vol. 141. – P. 269-287.
5. І. Н. Новіков. Термодинаміка. – М.: Машинобудування, 1984. – 592 с.
6. D.A. Reay, P.A. Kew, R.J. McGlen. Heat Pipes, Theory, Design and Application: VI – Edition. – UK, Elsevier BH, 2014. – 251 p.

7. П.І. Бистров, Д.Н. Каган, Г.А. Кречетова, Е.Е. Шпільрайн. Рідкометалеві теплоносії теплових труб і енергетичних установок. – М. Наука, 1988. – 263 с.
8. М.Н. Івановський, В.П. Сорокін, І.В. Ягодкін. Фізичні основи теплових труб. – М.: Атомиздат, 1978. – 256 с.
9. Г. Уокер. Двигуни Стірлінга / переклад з англ. – М.: Машинобудування, 1985. – 408 с.
10. O.V. Rogankov, V.B. Rogankov. Can the Boyle's and critical parameters be unambiguously correlated for polar and associating fluids, liquid metals, ionic liquids? // Fluid Phase Equilibria. – 2017. – Vol. 434. – P. 200-210.
11. O.V. Rogankov, V.A. Mazur, V.B. Rogankov. The critical parameters and congruent vapor-liquid diagram of ten metallic alkali and alkaline earth fluids and one H-bond organic (methanol) // Fluid Phase Equilibria. – 2017. – Vol. 455. – P. 15-23.
12. O.V. Rogankov, V.A. Mazur, M.V. Shvets, V.B. Rogankov. Re-established congruent vapor-liquid diagram of alkali fluid metals as alternative to crossover VLE-interpretation // Fluid Phase Equilibria. – 2018. – Vol. 466. – P. 79-88.
13. Y.F. Maydanik. Loop heat pipes // Applied Thermal Engineering – 2005. – Vol. 25. – P. 635-657.
14. M. Nikitin, B. Cullimore. CPL and LHP technologies, what are the differences, what are the similarities // SAE Paper. – 1998. – P. 400-408.
15. S. Launay, V. Sartre, J. Bonjour. Parametric analysis of loop heat pipe operation: a literature review // International Journal of Thermal Sciences. – 2007. – Vol. 46. – P. 621-636.
16. A. Ambirajan, A.A. Adoni, I.S. Vaidya, A. Rajendran, D. Kumar, P. Dutta. Loop heat pipes: review of fundamentals, operation and design // Heat Transfer Engineering. – 2012. – Vol. 33. – P.387-405.
17. Y. Chen, M. Croll, R. Merz, Y.F. Maydanik, S.V. Vershinin. Steady state and transient performance of a miniature loop heat pipe // International Journal of Thermal Sciences. – 2006. – Vol. 45. – P. 1084-1090.
18. R.R. Richl. Comparing the behavior of a loop heat pipe with different elevations of the capillary evaporator // SAE Paper. – 2004. – P. 1-15.
19. O.V. Rogankov, M.V. Shvets, V.B. Rogankov. Alternate basic l/b-model of effective porosity created for hydrophilic (l) and/or hydrophobic (b) moist textile materials // Fibers & Textiles in Eastern Europe. – 2016. – Vol. 24, Is. 3(117). – P. 51-57.
20. V.B. Rogankov, M.V. Shvets, O.V. Rogankov. New non-stationary gradient model of heat-mass-

electric charge transfer in thin porous media // Refrigeration Engineering and Technology. – 2017. – Т. 53. – Vol. 5. – P. 33-46.

21. **V.B. Rogankov, M.V. Shvets, O.V. Rogankov, T.A. Chikunkova.** Supercritical heterogeneous nanostructure of fluids 2. Its potential impact on creation of coupled stirlings with intermediate regeneration of

heat // Physics of Aerodisperse Systems. – 2019. – Vol. 56. – P. 30-48.

22. **V.B. Rogankov, V.K. Fedyanin.** Fluctuation theory of media with pronounced spacetime inhomogeneity // Theoretical and Mathematical Physics. – 1993. – Vol. 97 (1). – P. 1143-1153

Отримана в редакції 10.10.2020, прийнята до друку 08.12.2020

The condensation generation of pressure in the lithium loop heat pipes

O. Rogankov

Odessa National Academy of Food Technologies, 1/3 Dvoryanskaya str., Odessa, 65082, Ukraine

✉ e-mail: oleg.rogankov@gmail.com

ORCID: <https://orcid.org/0000-0002-1559-4548>

The usual heat pipes and loop heat pipes belong to the most effective tools to transfer the enormous heat flows from such sources as the active zone of nuclear reactor to any type of consumers. The convection flows of mass and heat formed in the evaporator are transferring to the condenser by the vapor (v) expansion of working substance and then – condensed liquid (l) is returning to the evaporator through the porous channels of the wick. Generated by the wick capillary pressure drop is considered as the main driving factor (capillary pump) to return liquid phase and to provide stable work of the pipe. The alternative concept of this article claims the presence of other driving factor (condensation eat pump) in actual realization of vaporization-condensation cycles at relatively small changes of temperature and pressure. This hypothesis is corroborated by the detailed consideration of lithium and its thermodynamic cycle performed mainly in the moist and overheated vapor phase. The paper analyzes the methods of heat transfer from the reactor core, identifies limiting factors and presents possible ways to eliminate them in the development of small powerful autonomous energy sources. In the mentioned context the features and advantages of operation of loop heat pipes in comparison with countercurrent heat pipes are considered and the new interpretation of their thermodynamic cycle is given. It is based on the results of recent work [10-12], which substantiates the existence of a region of heterogeneous states of the superheated vapor phase, the so-called v-interphase. The shown asymmetry (irreversibility) of the heat of the phase transition allows introducing such a concept as a condensing heat pump in addition to the capillary pump of the heat pipe wick. Modified methods for estimating the optimal temperatures of operating cycles taking into account these thermodynamic effects are proposed.

Keywords: Autonomous nuclear installations; Loop heat pipes; Excess heat of condensation; Condensing heat pump; Lithium coolant

References

1. **McClure, P.R., Poston, D.I., Rao, D.V., Reid, R.S.** (2015) Design of Megawatt Power Level Heat Pipe Reactors. *Report of Los Alamos National Laboratory, USA.*
2. **Hernandez, R., Todosow, M., Brown, N.R.** (2019) Micro heat pipe nuclear reactor concepts: Analysis of fuel cycle performance and environmental impacts. *Annals of Nuclear Energy*, 419-426.
3. **Lienhard, J.H., Shamsundar, N., Biney, P.O.** (1986) Spinodal lines and equations of state: a review. *Nuclear Engineering and Design*, 95, 297-314.

4. **Shamsundar, N., Lienhard, J.H.** (1993) Equation of state and spinodal lines – a review. *Nuclear Engineering and Design*, 141, 269-287.
5. **Novikov, I.N.** (1984) Thermodynamics. *Moscow: Mechanical Engineering*, 592.
6. **Reay, D.A., Kew, P.A., McGlen, R.J.** (2014) Heat Pipes, Theory, Design and Application: VI – Edition. *UK, Elsevier BH*, 251.
7. **Bystrov, P.I., Kagan, D.N. Krechetova, G.A., Shpilrain, E.E.** (1988) Liquid metal heat carriers of heat pipes and power plants. *Moscow: Nauka*, 263.
8. **Ivanovskyi, M.N., Sorokin, V.P., Yagodkin I.V.**

- (1978) Physical bases of heat pipes. *Moscow: Atomizdat*, 256.
9. **Walker, G.** (1985) Stirling engines / translation from English. *Moscow: Mechanical Engineering*, 408.
 10. **Rogankov, O.V., Rogankov, V.B.** (2017) Can the Boyle's and critical parameters be unambiguously correlated for polar and associating fluids, liquid metals, ionic liquids? *Fluid Phase Equilibria*, 434, 200-210.
 11. **Rogankov, O.V., Mazur, V.A., Rogankov, V.B.** (2017) The critical parameters and congruent vapor-liquid diagram of ten metallic alkali and alkaline earth fluids and one H-bond organic (methanol). *Fluid Phase Equilibria*, 455, 15-23.
 12. **Rogankov, O.V., Mazur, V.A., Shvets, M.V., Rogankov, V.B.** (2018) Re-established congruent vapor-liquid diagram of alkali fluid metals as alternative to crossover VLE-interpretation. *Fluid Phase Equilibria*, 466, 79-88.
 13. **Maydanik, Y.F.** (2005) Loop heat pipes. *Applied Thermal Engineering*, 25, 635-657.
 14. **Nikitin, M., Cullimore, B.** (1998) CPL and LHP technologies, what are the differences, what are the similarities. *SAE Paper*, 400-408.
 15. **Launay, S., Sartre, V., Bonjour, J.** (2007) Parametric analysis of loop heat pipe operation: a literature review. *International Journal of Thermal Sciences*, 46, 621-636.
 16. **Ambirajan, A., Adoni, A.A., Vaidya, I.S., Rajendran, A., Kumar, D., Dutta, P.** (2012) Loop heat pipes: review of fundamentals, operation and design. *Heat Transfer Engineering*, 33, 387-405.
 17. **Chen, Y., Croll, M., Merz, R., Maydanik, Y.F., Vershinin, S.V.** (2006) Steady state and transient performance of a miniature loop heat pipe. *International Journal of Thermal Sciences*, 45, 1084-1090.
 18. **Richl, R.R.** (2004) Comparing the behavior of a loop heat pipe with different elevations of the capillary evaporator. *SAE Paper*, 1-15.
 19. **Rogankov, O.V., Shvets, M.V., Rogankov, V.B.** (2016) Alternate basic l/b-model of effective porosity created for hydrophilic (l) and/or hydrophobic (b) moist textile materials. *Fibers & Textiles in Eastern Europe*, 24, 3(117), 51-57.
 20. **Rogankov, V.B., Shvets, M.V., Rogankov, O.V.** (2017) New non-stationary gradient model of heat-mass-electric charge transfer in thin porous media. *Refrigeration Engineering and Technology*. 53(5), 33-46.
 21. **Rogankov, V.B., Shvets, M.V., Rogankov, O.V., Chikunkova, T.A.** (2019) Supercritical heterogeneous nanostructure of fluids 2. Its potential impact on creation of coupled stirlings with intermediate regeneration of heat. *Physics of Aerodisperse Systems*, 56, 30-48.
 22. **Rogankov, V.B., Fedyanin, V.K.** (1993) Fluctuation theory of media with pronounced spacetime inhomogeneity. *Theoretical and Mathematical Physics*, 97 (1), 1143-1153.

Received 10 October 2020

Approved 08 December 2020

Available in Internet 11 January 2021