

УДК 536.242:539.98

doi: 10.32620/akt.2022.5.01

Г. О. ГОРБЕНКО, Є. Е. РОГОВИЙ

Національний аерокосмічний університет ім. М. Є. Жуковського
«Харківський авіаційний університет», Харків, Україна

ЯВИЩЕ ГІСТЕРЕЗИСУ ПРИ ТЕПЛОВІДДАЧІ КИПІННЯМ У ДВОФАЗНИХ КОНТУРАХ ТЕПЛОПЕРЕНОСЕННЯ

Системи забезпечення теплового режиму наземного і космічного застосування потужністю понад 6 кВт раціонально будувати на базі контурів теплоперенесення з двофазним теплоносієм. У таких контурах тепло передається від приладів до теплоносія в термоплатах шляхом тепловіддачі кипінням. Під час увімкнення приладу і його розігрівання відбувається перехід від однофазної конвекції до розвинутого кипіння у каналі випарника термоплати, що іноді супроводжується значним перегріванням пристрою і стрибком температур. Під час вимкнення приладу температура знижується плавно, без стрибків. Це небезпечне явище, яке називається «гістерезис за тепловим навантаженням», може впливати на надійність приладу, і є **предметом** вивчення в статті. Проблему гістерезису вивчали багато авторів на локальному рівні як під час кипіння у великому об'ємі, так і під час течії теплоносія в каналах. Воно пов'язане з необхідністю деякого перегріву стінки для початку кипіння, зародження центрів пароутворення. **Метою** статті є огляд робіт з проблеми гістерезису та формулювання завдання для експериментального дослідження явища гістерезису у каналі випарника термоплати під час переходу від однофазної конвекції до кипіння. Завдання: необхідно розглянути чинники, що впливають на гістерезис та розробити і протестувати методіку проведення експерименту на стенді імітації контурів теплоперенесення з двофазним теплоносієм на інтегральному рівні. За **результатами** огляду виявлено, що на гістерезис впливають різні чинники, такі як властивості теплоносія, шорсткість поверхні, параметри потоку тощо. Зазвичай дослідження гістерезису виконуються на локальному рівні, однак інженерну практику цікавить явище на інтегральному рівні, та яка ймовірність і величина перегріву приладу під час його ввімкнення. Однак якщо гістерезис існує на локальному рівні, то далеко не очевидно, що гістерезис проявиться і на рівні приладу. Автори отримали на експериментальній термоплаті «криву кипіння» аміаку з характерним стрибком температур приладу і показали, що явище гістерезису існує і на інтегральному рівні. **Висновки.** З огляду на ймовірнісний характер явища, безліч чинників, що впливають на гістерезис, включно з конструктивними особливостями термоплати, автори пропонують подальші дослідження виконувати за «інтегральною» методикою на штатних теплоносіях, за параметрів, близьких до умов експлуатації штатних систем терморегулювання.

Ключові слова: кипіння; центри пароутворення; тепловіддача; гістерезис; контур теплоперенесення; термоплата; початок кипіння.

Вступ

Контур теплоперенесення з двофазним теплоносієм (ДФК) можуть використовуватися в наземних і космічних системах забезпечення теплового режиму (СЗТР) різного призначення, зокрема для СЗТР космічних апаратів (КА) великої потужності [1]. ДФК мають переваги порівняно з однофазними контурами теплоперенесення за масою, ефективністю теплообмінних пристроїв, витратою теплоносія, потужністю насоса тощо.

Передача тепла від приладів до теплоносія відбувається в послідовно встановлених контактних теплообмінниках – термоплатах (рис. 1). Термоплата складається з каналу випарника, через який прокачується теплоносієм, і корпусу з контактною поверхнею для встановлення приладу (джерела тепла). У більшій частині випарників термоплат теплообмін

на штатному режимі відбувається за рахунок кипіння.

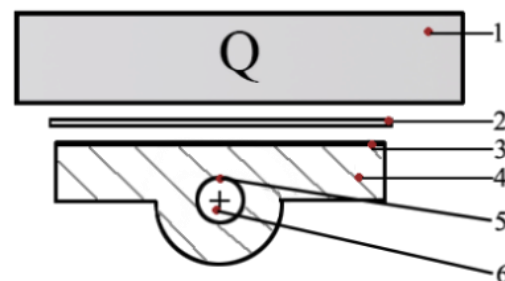


Рис. 1. Схема термоплати:

- 1 – прилад, джерело тепла; 2 – теплопровідна паста;
- 3 – контактна поверхня; 4 – стінка випарника;
- 5 – корпус термоплати; 6 – канал випарника;
- Q – підведена потужність

У перші термоплати за ходом потоку завжди подається недогріта рідина. Тому в частині каналу випарника цих термоплат може бути однофазна тепловіддача.

Під час запуску ДФК з однофазного режиму і при збільшенні теплового навантаження q у випарниках термоплат відбувається перехід від однофазної тепловіддачі до режиму кипіння. Цей перехід має ряд особливостей. Для початку кипіння необхідно, щоб стінка каналу і прилеглий мікрошар рідини були перегріті щодо температури насичення. Перегрів стінки ΔT_w різко зменшується після початку кипіння. У зворотному процесі зниження теплового навантаження q температура стінки зменшується монотонно, перехід від кипіння до однофазної конвекції відбувається плавно, без стрибків.

Явище різної поведінки залежностей $q = f(\Delta T_w)$ під час підвищення і зниження теплового навантаження називають «гістерезисом за тепловим навантаженням».

Перегрів стінки під час переходу від однофазної конвекції до кипіння може бути значним, що впливає на надійність охолоджуваних приладів. Тому вивчення явища гістерезису у випарниках термоплат ДФК є актуальним завданням. Це дасть змогу розробити заходи щодо зниження перегріву приладів під час їх увімкнення.

1. Фізична картина явища гістерезису під час тепловіддачі кипінням

Явище гістерезису під час тепловіддачі кипінням досліджено багатьма авторами [2]. Воно проявляється як під час кипіння у великому об'ємі (вільна конвекція), так і під час течії киплячої рідини в каналах, що обігріваються.

1.1. Тепловіддача та гістерезис при кипінні у великому об'ємі – вільна конвекція

Широко відома класична, так звана, «крива кипіння Нукіяма» [3], отримана під час кипіння у великому об'ємі. Вона охоплює весь діапазон можливих теплових потоків і режимів кипіння від однофазної конвекції до плівкового кипіння.

Під час підвищення теплового навантаження від нуля послідовно спостерігається природна конвекція рідини, нерозвинуте і розвинуте бульбашкове кипіння, плівкове кипіння. Перехід від бульбашкового до плівкового кипіння відбувається стрибком температури за критичного теплового потоку q_1 . При цьому перегрів стінки різко збільшується. При зниженні теплового навантаження процес переходу від плівкового до бульбашкового кипіння також

відбувається зі стрибком температур при q_2 . Причому $q_2 < q_1$.

Таким чином, має місце гістерезис під час збільшення і зменшення теплового потоку, під час переходу від бульбашкового до плівкового кипіння і назад.

У рамках цієї роботи нас цікавить зародження кипіння, тобто зона кривої кипіння Нукіяма – перехід від однофазної конвекції до бульбашкового кипіння. У цій зоні криву кипіння типово зображують плавною, без стрибків температур. Однак в дійсності в цій зоні кривої кипіння також часто існують стрибки температури під час підвищення теплового навантаження, тобто спостерігається явище гістерезису.

Ming-Heng та ін. [4] більш детально розглянули гістерезис в області зародження кипіння. Їх крива кипіння зображена на рис. 2. Bazуючись на експериментальних результатах, вони зазначають, що перехід від однофазної конвекції до бульбашкового кипіння супроводжується, зазвичай, стрибком температури BC (або BF, рис. 2) з аномальним перегрівом стінки на величину $\Delta T_w(B)$.

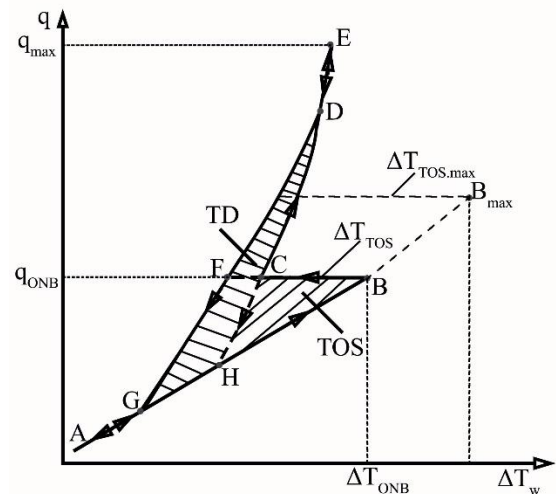


Рис. 2. Характерні криві кипіння у великому об'ємі під час переходу від природної конвекції рідини до кипіння і назад: АНВ-природна конвекція рідини; НСД-крива нерозвиненого кипіння; ЕДФГ-крива розвиненого кипіння (нормального кипіння) [4]

При стрибку BC ми потрапляємо на криву нерозвиненого кипіння і далі процес іде по лінії CDE. Якщо процес підвищення теплового навантаження q перервати поблизу точки C і почати знижувати q до нуля, то процес піде по лінії CHGA. Область TOS автори назвали «гістерезис зародження кипіння» (boiling incipient hysteresis).

Під час стрибка BF ми потрапляємо на криву розвиненого кипіння і далі процес іде за кривою «нормального кипіння» FDE. Якщо процес підвищення q перервати вище точки D у зоні розвиненого

кипіння і почати знижувати q , то процес піде по лінії EDFGA. Область TD автори назвали «гістерезис температурних відхилень» (Temperature deviation hysteresis). Гістерезис TD виникає як наслідок часткової активації центрів пароутворення при нерозвинутому кипінні, при якому коефіцієнти тепловіддачі нижчі, ніж у режимі розвинутого бульбашкового кипіння.

Таким чином, у зоні переходу від однофазної конвекції до бульбашкового кипіння і в зоні переходу від нерозвинутого до розвинутого бульбашкового кипіння спостерігається гістерезис за тепловим навантаженням.

Явище гістерезису експериментально вивчали в роботі Liang і Yang [5] при кипінні пентану в атмосферних умовах. Зоною нагрівання була мідна пластина діаметром 2,54 см і товщиною 1,0 см. На рис. 3 (крива $MRHF = 1,25 \text{ W/cm}^2$) чітко видно стрибок температури при зародженні кипіння (відповідає зоні TOS на рис. 2). Зазначається вплив напрямку зміни теплового потоку на тепловіддачу: у разі збільшення потужності, що підводиться, перегрів стінки вищий, ніж у разі зниження потужності після виходу на режим розвинутого бульбашкового кипіння.

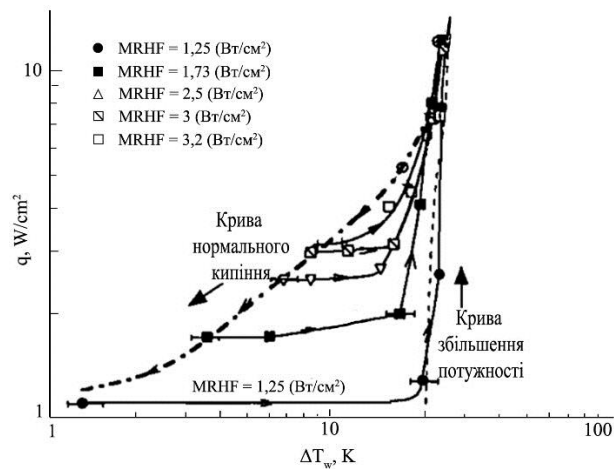


Рис. 3. Експериментальні криві кипіння пентану на плоскій поверхні при різному початковому тепловому потоці $MRHF$ [5]

Перегрів стінки під час початку кипіння в основному визначається умовами зародження центрів пароутворення на поверхні стінки. Поблизу поверхні рідина більш перегріта, умови на поверхні більш сприятливі для зародження бульбашок і початку кипіння.

На процес початку кипіння впливає велика кількість різних чинників на мікро- та макрорівні, які розглянуто нижче.

Зародження центрів пароутворення в об'ємі перегрітої рідини

Умови гетерогенної рівноваги пари та рідини сформульовані У. Гіббсом [6]. Рідина може перебувати в перегрітому, відносно стійкому (метастабільному) стані. Для появи бульбашок в об'ємі та переходу рідини в стійкий пароподібний стан системі необхідно подолати деякий активаційний бар'єр. Існування цього бар'єра пов'язане з тим, що під час виникнення в перегрітій рідині бульбашки пари термодинамічний потенціал, з одного боку, зменшується за рахунок переходу молекул пари в стійкіший стан (об'ємний ефект), а з іншого боку, збільшується через появу енергії поверхневого натягу (поверхневий ефект). У малих бульбашок вирішальну роль відіграє другий доданок, у великих – перший. За деякого «критичного» розміру бульбашки термодинамічний потенціал системи досягає максимального значення. Тому, досягнувши критичного розміру, бульбашка буде далі рости сама по собі. Величина роботи, яку потрібно здійснити проти поверхневих сил, щоб створити критичну бульбашку, і слугує (за Гіббсом) мірою метастабільності перегрітої рідини.

Зародження центрів пароутворення на поверхні

Поверхня тепловіддачі має різні мікронерівності, каверни, западини, в яких умови зародження бульбашок більш сприятливі, ніж в об'ємі рідини: міжфазна поверхня та пов'язана з нею поверхнева енергія значно менші, ніж у сферичній бульбашки. Тому мікровпадини є центрами пароутворення, в яких бульбашки періодично зароджуються, зростають і відриваються, коли досягають певного розміру [2].

Вплив матеріалу стінки та змочуваності поверхні

Для комплексного аналізу процесу зародження кипіння зазвичай розглядають вплив сили поверхневого натягу та крайового кута змочування θ , які визначаються фізико-хімічною взаємодією трьох фаз: пари, рідини та твердої стінки. На рис. 4 зображено відношення роботи зародження парового зародка L до роботи утворення активного зародка L_{cr} по відношенню до крайового кута змочування θ . Чим більший кут змочування, тим більш сприятливі умови зародження парової бульбашки на поверхні, оскільки на роботу утворення парового зародка необхідно витратити менше енергії [2].

На практиці зазвичай використовують традиційні теплоносії з хорошою змочуваністю матеріалів поверхонь, малими кутами θ .

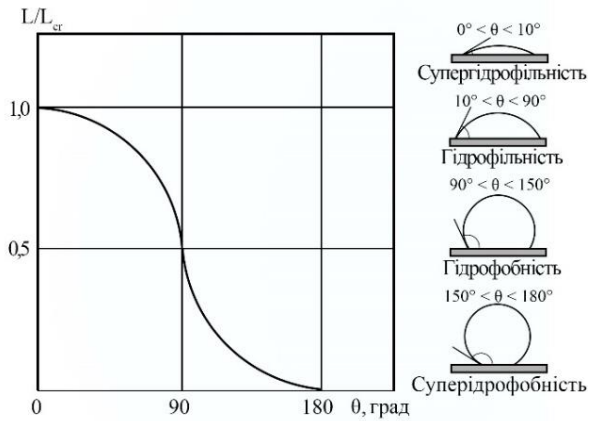


Рис. 4. Вплив крайового кута змочування на роботу утворення парового зародка [2]

Вплив шорсткості поверхні

Величина і геометрія шорсткості впливає на інтенсивність кипіння і на величину перегріву стінки при зародженні кипіння [7]. У кавернах більш сприятливі умови для зародження активного центру пароутворення, ніж на ідеально гладкій поверхні.

У кавернах ймовірна наявність деякої кількості неконденсованого газу або пари, яка залишилася в порожнині від попередньої бульбашки. А у повністю затопленій порожнині для активації центру пароутворення необхідний значно більший перегрів стінки. Нині загально визнано, що порожнина має бути досить гострою, щоб затримувати пари та гази [2]. Це істотно полегшує зародження життєздатних бульбашок. Уявлення про існування в поглибленні готового зародка є базовим під час розгляду задач теорії бульбашкового кипіння на твердій поверхні.

Однак не кожна каверна може бути центром пароутворення. Згідно з N_{su} [8], розміри порожнини, яка потенційно здатна бути активним центром пароутворення, обмежені та представляють собою функцію переохолодження рідини в об'ємі, тиску, фізичних властивостей і товщини мікрошару перегрітої рідини.

Грунтуючись на моделі N_{su} , Толубинський [2] ілюструє теоретичну модель для розрахунку характерного розміру гирла каверни, яка може бути активним центром пароутворення (рис. 5). На рисунку: крива 1 – лінія, отримана за допомогою математичної моделі N_{su} [8]; криві 2 – товщина теплового пограншару шару, в якому для спрощення зміну температури можна вважати лінійною. Спільна для обох ліній точка відображає умову, що становить зміст прийнятого критерію. Абсциса ΔT_{min} визначає мінімальний перегрів рідини, за якого можливий початок кипіння, а ордината $y = R_c^0$ – відповідний радіус активної западини, яка буде активована першою. За більш високого перегріву поверхні

$\Delta T_c > \Delta T_{min}$ пряма 2 перетне криву 1 у двох точках. Точки перетину цих ліній відповідно визначають два значення радіусів R_c^{min} та R_c^{max} , у межах яких розміри активних впадин при цьому перегріву $\Delta T_c > \Delta T_{min}$. Таким чином, впадини дуже маленьких і дуже великих розмірів не можуть бути активними центрами пароутворення.

Нанесення штучної шорсткості шляхом грубого оброблення поверхні недостатньо для зменшення гістерезису, оскільки це створить безліч порожнин поза діапазоном розмірів, необхідних для утворення активних центрів пароутворення, при цьому не вплине на радіус активної западини, яка буде активована першою.

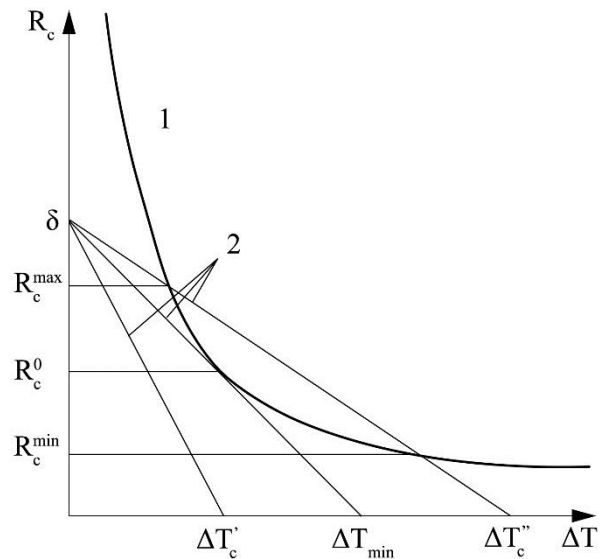


Рис. 5. До розрахунку розмірів каверни активних центрів пароутворення [2]

Вплив «припрацювання» поверхні після початку кипіння

Менш очевидним фактором, який впливає на гістерезис, є «припрацювання», або ж «старіння», поверхні. Після початку кипіння з плином часу коефіцієнт тепловіддачі деякий час, зазвичай, знижується, перш ніж досягти стабільного значення. Це явище пояснюється здебільшого дегазацією нестійких центрів пароутворення на початковій стадії процесу кипіння, зменшенням кількості готових газових пухирців, що заповнюють пори в твердій поверхні [9].

Величина теплового потоку

Важлива роль параметра «тепловий потік» щодо перегріву стінки показана на кривих кипіння (рис. 2). В аспекті вивчення гістерезису виділимо такі значення теплового потоку, як q_{max} – максимальний тепловий потік, q_{ONB} – тепловий потік початку бульбашкового кипіння. Під час експерименталь-

ного вивчення гістерезису ці параметри мають бути варійованими [9].

Якщо теплообмінний апарат спроектований на роботу при низьких або дуже високих теплових потоках, гістерезису може і не бути. Так, за низьких теплових потоків тепловіддача може залишатися в режимі конвективного теплообміну рідини, а за високих максимальних теплових потоків кипіння швидко переходить у режим розвинутого бульбашкового, і стрибок температури може бути незначним у порівнянні з режимною температурою. Вивчення гістерезису доцільне тільки в певному діапазоні величин і швидкостей наростання теплових потоків.

Варто також відзначити вплив на криву кипіння початкового теплового потоку MRHF (рис. 3). У роботі [5] показано, що криві кипіння за інших постійних умов можуть відрізнятися, якщо перехід у зону кипіння виконується з деякого ненульового значення теплового потоку (порівняй криві кипіння за $MRHF = 1,25 \text{ Вт/см}^2$ та $MRHF = 1,75 \text{ Вт/см}^2$ на рис. 3).

Вплив тиску

При підвищенні тиску перегрів стінки, необхідний для початку кипіння, зменшується, а коефіцієнт тепловіддачі зростає [10]. Це відбувається за рахунок збільшення щільності пари, зменшення в'язкості, і, як наслідок, зменшення критичного радіуса бульбашки. Велика кількість порожнин на поверхні стає активною за одного й того ж перегріву стінки. Збільшується і частота вильоту бульбашок.

Вплив гравітації та орієнтації поверхні нагрівання

При кипінні в об'ємі гравітація забезпечує основну силу, яка впливає на процеси зародження, зростання, злиття, відриву бульбашок і пов'язану з цим тепловіддачу. Перегрів температури в момент початку кипіння в умовах мікрогравітації часто пов'язують з відсутністю природної конвекції.

При розвинутому кипінні на землі на горизонтальних, вертикальних, циліндричних поверхнях тепловіддача може бути розрахована за одними й тими самими критеріальними формулами, якщо реалізовано умови безперешкодного відведення бульбашок пари. Остання умова – «безперешкодного відведення бульбашок пари» – принципова. Ця умова не виконується при «стельовому» розташуванні нагріваючої поверхні на землі. Наближена автомобільність тепловіддачі відносно величини гравітації для розвинутого бульбашкового кипіння підтверджується низкою експериментів, проведених як за переважань, так і за малих значень прискорення поля тяжіння, тобто за умов, що наближаються до невагомості [11].

Відомості про вплив гравітації на гістерезис обмежені. Згідно з роботою [11] критичний діаметр бульбашки і час вильоту збільшуються зі зменшенням гравітації, а отже, зниження гравітації негативно позначається на зародженні кипіння, гістерезис буде збільшуватися.

При зміні орієнтації пласкої гріючої поверхні відносно вектора тяжіння змінюється динаміка утворення бульбашок, а також внесок різних механізмів у загальний теплообмін зі стінкою. За нерозвинутого бульбашкового кипіння збільшення кута нахилу збільшує коефіцієнт тепловіддачі аж до нахилу 180° . Але при переході до розвинутого кипіння криві кипіння для різних кутів орієнтації поверхні ідентичні [12].

Неконденсовані гази, тверді домішки

Неконденсовані гази (НKG) можуть бути присутніми в теплоносієві або вироблятися в процесі експлуатації системи внаслідок хімічних взаємодій з різними матеріалами, радіолізу, дисоціації тощо. Вони можуть бути присутніми в теплоносієві в розчиненому або вільному вигляді. Дослідження показують, що на початок кипіння впливає кількість розчиненого неконденсованого газу і твердих домішок.

НKG впливають на гістерезис тим, що в більшій кількості порожнин буде десорбуватися пара, що поліпшить умови для утворення «життєздатних» бульбашок. Вплив парціального тиску розчиненого газу зменшує критичний радіус бульбашки. Додатковим ефектом від НKG є десорбція з випаровуванням.

При малих концентраціях (0,0025 моль газу/моль рідини) розчинений газ не впливає ні на коефіцієнт тепловіддачі розвинутого кипіння, ні на перегрів стінки в момент початку кипіння. Однак при збільшенні кількості розчиненого газу в рідині до рівня 0,0056 моль газу/моль рідини відбувається збільшення коефіцієнта тепловіддачі та зменшується величина гістерезису [9].

Загалом відмічається, що НKG у розчиненому і вільному вигляді знижують необхідний для початку кипіння перегрів стінки.

Вплив вібрацій, звуку

Swarnkar та ін [13] провели огляд робіт, присвячених впливу ультразвуку на кипіння у великому об'ємі на твердих поверхнях. Застосування ультразвуку вносить нове силове поле в систему, яке впливає на весь механізм кипіння, починаючи з формування зародка, подальшого зростання і закінчуючи витісненням і схлопуванням бульбашки в рідині.

У разі розвинутого кипіння ультразвук не покращує тепловіддачу, оскільки кавітаційні бульбашки переривають поширення ультразвукової хвилі.

Однак при кипінні в недогрітій рідині вплив ультразвуку може бути істотним. Ультразвук дає змогу ініціювати кипіння за нижчого перегріву і збільшувати діапазон активних порожнин на поверхні, що призводить до поліпшення тепловіддачі та зменшення гістерезису. Акустичне поле також сприяє видаленню бульбашок пари з поверхні нагрівання в умовах мікрогравітації, оскільки сила плавучості відсутня. Також відмічається, що вібрація та звукові коливання впливають на початок кипіння тільки за малих величин теплового потоку.

Висновки з розділу 1.1

Виконаний огляд показує, що на початок кипіння у великому об'ємі та, відповідно, на величину початкового перегріву стінки (на гістерезис) впливають безліч різних чинників, а саме:

- фізичні властивості рідини;
- матеріал і фізичні властивості поверхні нагріву (шорсткість, клас чистоти, наявність каверн оптимальної форми тощо);
- змочуваність стінки рідиною, крайовий кут змочування;
- щільність теплового потоку;
- температура насичення (величина тиску);
- величина гравітації та орієнтація поверхні
- максимальна щільність теплового потоку, швидкість збільшення теплового навантаження;
- розчинені в рідині гази, що не конденсуються, легкокиплячі рідини;
- тверді домішки в рідині;
- вібрація, звукові коливання.

1.2. Локальна тепловіддача під час вимушеної течії недогрітої рідини в каналі

Гістерезис за локальним коефіцієнтом тепловіддачі спостерігається і під час течії недогрітої до температури насичення рідини в каналі [14].

Рис. 6 ілюструє сучасне уявлення про механізм теплообміну рідини в рівномірно обігрітому каналі за наявності ділянки недогрітого кипіння [15].

У канал надходить недогріта до температури насичення рідина. Далі температура рідини T_L і стінки T_w збільшується вздовж каналу.

В однофазній області коефіцієнт теплопередачі α практично постійний, температура стінки і рідини підвищується лінійно. У деякому розрізі (точка «В») температура стінки досягає температури насичення. Однак кипіння і зародження бульбашок не починається, поки не буде досягнутий деякий перегрів стінки.

Перші центри пароутворення з'являються на стінці в перерізі ONB, який вважається точкою по-

чатку бульбашкового кипіння. При цьому коефіцієнт тепловіддачі різко зростає, а температура стінки стрибком знижується. Далі на ділянці нерозвиненого недогрітого кипіння кількість центрів пароутворення і коефіцієнт тепловіддачі збільшуються. Температурний напір між стінкою і рідиною $(T_w - T_L)$ зменшується. Але середня температура рідини на цій ділянці все ще нижча за температуру кипіння.

У розрізі FDB активовані всі можливі центри пароутворення, коефіцієнт тепловіддачі досягає максимального значення, настає розвинений режим кипіння. Тепловіддача визначається температурним напором $(T_w - T_{sat})$. Температура стінки T_w далі незмінна (оскільки q і $\alpha \sim$ постійні) аж до великого паровмісту потоку ($x \approx 0,8...0,9$). Між розрізами ONB і «С» ($x=0$) спостерігається кипіння в недогрітій рідині: середня температура рідини в перетині нижча за температуру насичення, а бульбашки, відриваючись від поверхні, схлопується в ядрі потоку. Вище розрізу «С» спостерігається двофазний потік, $T_L = T_{sat}$.

Розглянемо зміну температури поверхні каналу та рідини у фіксованому перерізі в разі збільшення теплового потоку q від нуля до максимального значення та подальшого зменшення q до нуля (рис. 7) за умови течії недогрітої до температури насичення рідини згідно з моделлю Bowring R. W. [16].

Лінія ABD' відповідає тепловіддачі при вимушеній однофазній конвекції. Це практично пряма лінія. Лінія AC"D'EF описує теоретичну криву розвиненого кипіння насиченої рідини у великому об'ємі.

По мірі збільшення теплового потоку за постійного недогріву на вході в канал температура поверхні у фіксованому перерізі T_w буде слідувати лінії ABD' до появи перших бульбашок пари на поверхні. При досягненні величини критичного теплового потоку $q_{cr} = q_D = q_{ONB}$ відбувається скипання на поверхні та стрибкоподібний спад температури стінки від точки D' до D: $\Delta T_{w,cr} = T_{D'} - T_D$. При подальшому збільшенні теплового потоку температура стінки змінюється по лінії DEF. Точка E є точкою переходу від нерозвиненого до розвиненого бульбашкового кипіння і характеризується температурою перегріву стінки T_{FDB} .

Середня температура рідини в потоці зростає лінійно, поки не досягне температури насичення $T_L = T_{sat}$.

Розглянувши криві кипіння під час течії рідини в каналі (рис. 6, 7) і кипіння у великому об'ємі (див. рис. 3), можна зробити висновок про схожий характер кривих кипіння і, як наслідок, фізичні механізми гістерезису. Але початок кипіння не завжди супроводжується появою помітного стрибка температури стінки, за певного поєднання конс-

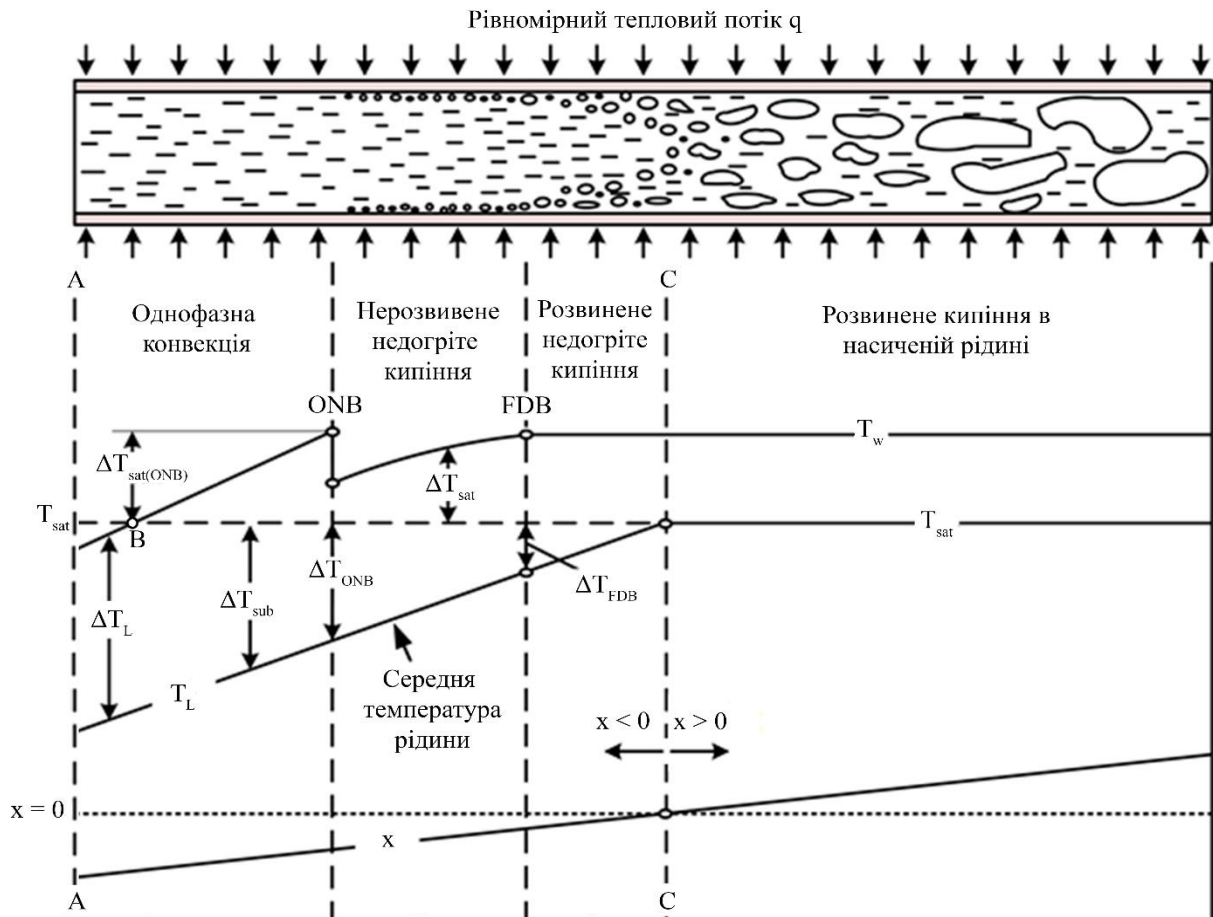


Рис. 6. Розподіл параметрів у каналі, що рівномірно обігривається, по його довжині, $q = \text{const}$: ONB (Onset of Nucleate Boiling) – початок кипіння; FDB (Fully Developed Boiling) – повністю розвинене кипіння; T_{sat} – температура насичення; T_w – локальна температура стінки, котра віддає тепло; T_L – середня температура рідини в розрізі; $\Delta T_{\text{sat}} = (T_w - T_{\text{sat}})$ – перегрів стінки відносно температури насичення; $\Delta T_L = (T_w - T_L)$ – перегрів стінки відносно температури рідини; $\Delta T_{\text{sub}} = (T_{\text{sat}} - T_L)$ – недогрів рідини до температури насичення; T_{sat} – температура насичення; x – балансовий масовий, паровміст; q – щільність теплового потоку

труктивних і режимних параметрів гістерезис може бути відсутнім. Велика кількість досліджень, присвячених кипінню, початку кипіння та гістерезису за течії в каналі, повторюють аналіз чинників, що впливають на кипіння у великому об'ємі. Так у роботах [17-19] розглянуті такі чинники як: змочування, шорсткості, припрацювання поверхні, величини тиску, а у роботах [20-22] розглянуті вплив: теплового потоку, гравітації та орієнтації, НКГ, ультразвуку, додаткових елементів, тощо. Вплив перерахованих чинників багато в чому повторює ефект для кипіння у великому об'ємі. Розглянемо роботи, що стосуються дослідження теплообміну під час течії в каналі більш детально.

Вплив тиску

Як і в разі кипіння у великому об'ємі, початок кипіння під час течії значною мірою залежить від тиску. Експериментальні дані підтверджують вплив

тиску на початок кипіння і на наявність гістерезису [17].

Вплив «припрацювання» поверхні після початку кипіння

Менш очевидним фактором, який впливає на гістерезис, є «припрацювання», або ж «старіння», поверхні. Після початку кипіння з плином часу коефіцієнт тепловіддачі деякий час, зазвичай, знижується, перш ніж досягти стабільного значення. Це явище пояснюється здебільшого дегазацією нестійких центрів пароутворення на початковій стадії процесу кипіння, зменшенням кількості готових газових пухирців, що заповнюють пори в твердій поверхні [9].

Вплив масової швидкості (витрати) і гравітації

Під час течії в каналі важливим режимним параметром є масова швидкість (витрата), що істотно

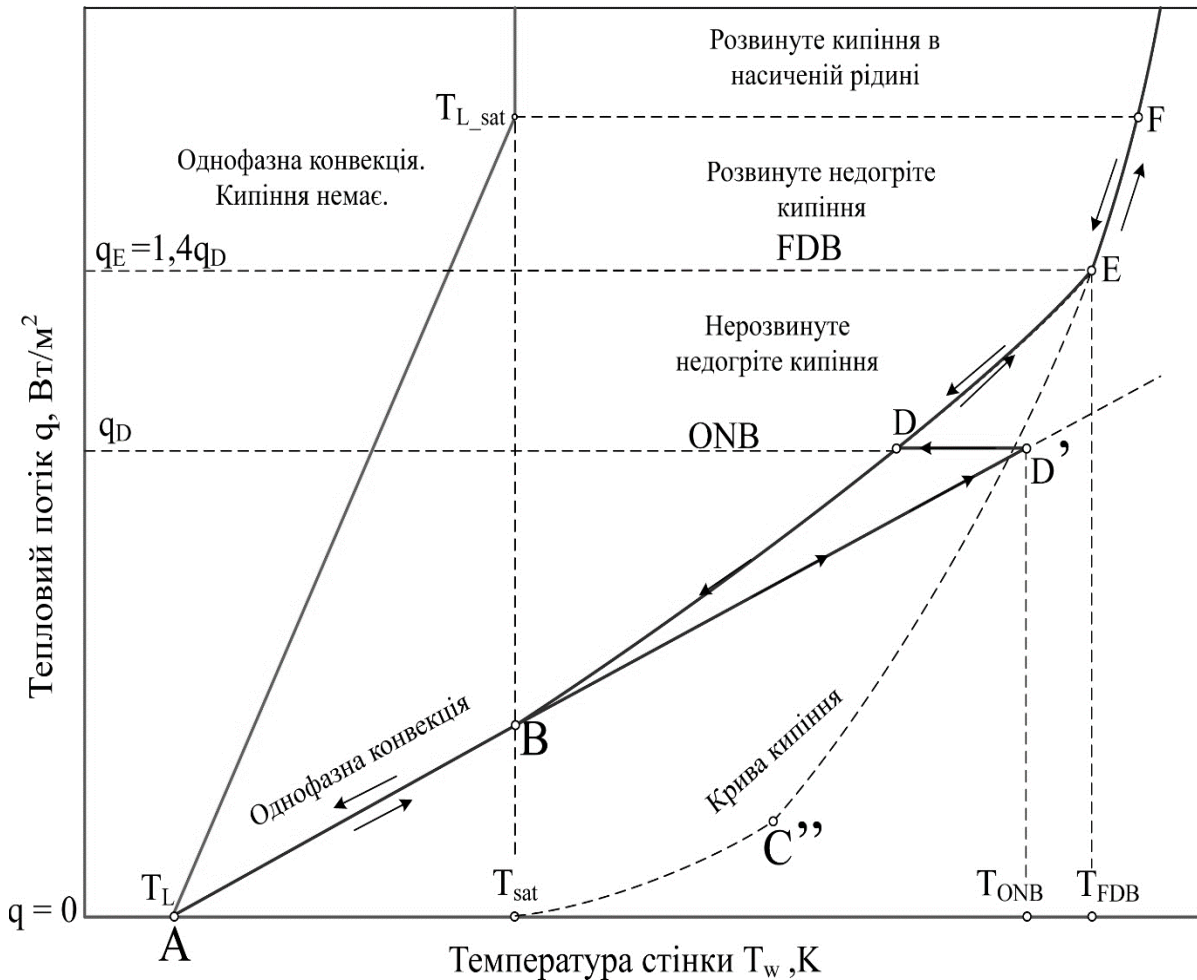


Рис. 7. Залежність $q = f(\Delta T_w)$ у фіксованому розрізі відповідно до моделі R. W. Bowring [16]

впливає на механізм кипіння в каналі, а отже, і на гістерезис [17]. У каналі сили, які відривають бульбашку від поверхні, мають іншу природу, ніж під час кипіння у великому об'ємі. У першому випадку – це динаміка потоку, що набігає, у другому – це сили гравітації. При збільшенні масової швидкості збільшується коефіцієнт тепловіддачі однофазної рідини і збільшується тепловий потік початку кипіння q_{ONB} [23]. Більш висока масова швидкість збільшує силу опору (drag force), що дає змогу відривати бульбашки меншого розміру [22], водночас зменшується і стрибок температури при гістерезисі.

Вплив масової швидкості створює принципово відмінний вплив мікрогравітації та орієнтації поверхні на тепловіддачу і гістерезис. Завдяки обтіканню нагрітої поверхні потоком рідини умови відриву бульбашок однакові як на землі, так і за умов мікрогравітації. Це забезпечує однаковий рівень тепловіддачі і на землі, і в умовах невагомості. Вплив гравітації та орієнтації поверхні може позначатися тільки за низької масової швидкості потоку: в умовах мікрогравітації збільшується відривний діаметр

бульбашки і зменшується коефіцієнт тепловіддачі, збільшується перегрів стінки на початку кипіння. Подібного ефекту немає за високої масової швидкості течії, коли тепловіддача стає незалежною від сили тяжіння. Величина масової швидкості, вище якої вплив гравітації перестає бути вагомим, потребує додаткового дослідження [24].

Вплив режиму потоку

Масова швидкість визначає режим течії рідини в недогрітому потоці – ламінарний або турбулентний. Турбулентні вихори сприяють кращому охолодженню стінки, тому для зародження бульбашки пари критичного діаметру необхідний більший тепловий потік [20].

Вплив неконденсованих газів (НКГ)

На борту міжнародної космічної станції, японського експериментального модуля «KIBO» були проведені дослідження впливу розчиненого повітря на криву кипіння в двофазному контурі теплоперенесення [25]. Це дослідження передбачало прове-

дення експериментів із недогрітого кипіння в трубці з внутрішнім діаметром 4 мм за різних концентрацій розчиненого повітря в перфторгексані (PFH). Розчинене повітря істотно вплинуло на початок кипіння і зменшувало радіус бульбашки, необхідний для початку кипіння. Стрибок температури на початку кипіння в присутності розчинених газів призводив до значного зниження температури стінок і впливав на парціальний тиск розчиненого повітря.

Вплив геометрії каналу

Для кожної геометрії каналу будуть спостерігатися унікальна крива кипіння та ефект гістерезису. Однак дослідження навіть близьких за розмірами та формою каналів призводить до суперечливого результату. У роботі [18] відзначається, що в разі зменшення прохідного перерізу з 1,5 до 1 мм з'являється тенденція до зменшення теплового потоку зародження кипіння $q_{\text{ОНВ}}$. А в роботі [26] зміна гідравлічного діаметра прямокутного прохідного перерізу з 3,5 до 5,35 мм не вплинула на перегрів стінки початку кипіння.

У роботі [26] збільшення зазора під час течії потоку в коаксіальному каналі з 1 до 2 мм призвело до збільшення перегріву стінки і теплового потоку початку кипіння $q_{\text{ОНВ}}$. У цій роботі автори показали, що збільшення зазора знижує частоту відриву бульбашок і середню щільність активних центрів пароутворення, а отже, і збільшує ефект гістерезису.

Зважаючи на активний розвиток мікротехнологій, особливий інтерес представляє дослідження гістерезису в міні- і мікроканалах [27]. Згідно з класифікацією Kandlikar, канал понад 3 мм вважається звичайним. Канали меншого діаметра вважаються міні- в діапазоні від 200 мкм до 3 мм і мікро- від 10 до 200 мкм. У міні- і мікро- каналах через гістерезис початок кипіння може супроводжуватися вибуховим кипінням, за якого канал різко осушується і тривалий час рідина в нього не надходить, а стінка продовжує перегріватися. Для теплообмінного обладнання такі перегріви можуть виявитися фатальними [28].

Таким чином, геометрія каналу, в якому відбувається кипіння, є важливим фактором, що впливає на гістерезис. Але через велику кількість різних форм каналів і суперечливість наведених у роботах даних неможливо сформулювати однозначні висновки щодо впливу форми і розміру каналу на гістерезис. Тому це питання потребує окремого дослідження для кожного конкретного каналу.

Вплив недогріву рідини

У ДФК на вході в першу за ходом потоку теплоплату рідина надходить, зазвичай, з деяким недогрівом до температури насичення. Збільшення недогріву призводить до збільшення перегріву стінки в

момент початку кипіння і збільшення стрибка гістерезису TOS [26]. Причиною є зменшення діаметра бульбашок, що відриваються [23]. На утворення бульбашок в істотно недогрітій рідині впливають сили поверхневого натягу та інерції, які утримують бульбашку на нагрітій поверхні. Плавучість і сили опору відповідальні за відрив бульбашки від нагрітої поверхні в області низького недогріву.

Хоча при збільшенні недогріву відзначається зниження частоти вильоту бульбашок і середньої густини активних центрів пароутворення, коефіцієнт тепловіддачі за розвиненого кипіння слабко залежить від недогріву. На інтегральному рівні криві кипіння з різними недогрівом теплоносія наближуються до однієї лінії розвиненого кипіння [29].

Інформація про вплив недогріву на початок кипіння в різних джерелах досить суперечлива. Так, у роботі [20] зазначається, що збільшення недогріву зменшує перегрів стінки початку кипіння, а відривний діаметр бульбашки збільшується, що суперечить роботам, розглянутим вище.

Момент початку кипіння в багатьох експериментах має деякий розкид показань теплового потоку початку кипіння. Зі збільшенням недогріву цей розкид збільшується, тому іноді з'являються точки з аномально низьким для даного режиму тепловим потоком початку кипіння $q_{\text{ОНВ}}$ [26].

Суперечливість і неоднозначність висновків пояснюється високою похибкою експериментів, складністю витримання умов однозначності в експериментах, а також є наслідком випадкового характеру і несистематичності явища гістерезису.

Інтегральний ефект при дослідженні гістерезису в каналі

Уооп та ін. [30] досліджували явище гістерезису при підведенні тепла за допомогою проточної рідини в кожухотрубному теплообміннику. Гаряча рідина протікала каналами, а інший теплоносій кипів на поверхні трубок у великому об'ємі. За такого способу нагрівання тепловий потік і температура рідини, що гріє, змінюються по довжині каналу, а, отже, локальні параметри тепловіддачі в кожному перерізі каналу відрізняться. Під час дослідження гістерезису вони використовували параметр – середньологарифмічний перегрів стінки по довжині каналу ΔT_{LMTD} (рис. 8). На рисунку 8: зафарбовані експериментальні точки отримано при підвищенні теплового потоку, а прозорі – при зниженні. Видно стрибки параметрів і гістерезис в області до переходу в режим розвиненого кипіння (точка FDB). Після досягнення точки FDB напрямок зміни теплового потоку не впливає на криву кипіння.

У роботі [30] показано, що явище гістерезису проявляється не тільки на локальному, а й на інтег-

ральному (системному) рівні. У цьому випадку явище гістерезису визначається не тільки мікрое- механізмами зародження кипіння, а й поширенням зони кипіння по довжині каналу.

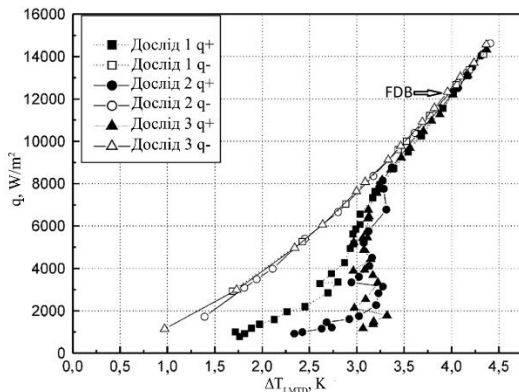


Рис. 8. залежність середньологарифмічного перегріву стінки по довжині труби (LMTD) від теплового потоку [30]

Висновки з розділу 1.2

Виконаний огляд показує, що при кипінні під час вимушеної течії на гістерезис впливають деякі додаткові чинники, які не існують під час кипіння у великому об'ємі:

- масова швидкість (витрата);
- режим течії;
- геометрія і довжина каналу;
- недогрів рідини до температури насичення на виході в канал.

За певних умов на виході з каналу може реалізуватися метастабільний тепловий потік.

2. Математичний опис явища гістерезису

Гістерезис тепловіддачі при кипінні – складне явище, на яке впливають багато чинників і комбінацій рідина/поверхня, тому воно важко піддається точному математичному опису. Основною метою математичного моделювання є прогнозування критичного теплового потоку гістерезису q_{ONB} (рис. 2, 7) і стрибка температур гістерезису ΔT_{cr} (на рис. 2 позначено ΔT_{TOS} , на рис. 7 – $\Delta T_{w,cr} = T_{D'} - T_D$). Для початку кипіння стінка має бути перегріта.

Є кореляції, які адекватно описують тепловіддачу і криві кипіння як в умовах однофазної конвекції, так і в разі розвинутого і нерозвинутого режиму кипіння в недогрітій до температури насичення рідині. Достатньо знати один параметр теплового потоку q або температуру T , тоді другий параметр легко визначається.

Практику також цікавить точка переходу від нерозвинутого до розвинутого режиму кипіння T_{FDB} (рис. 7).

Режим конвективного теплообміну в однофазній рідині (лінія ABD', рис. 7) досить добре описаний математично. Є також досить багато моделей розрахунку розвинутих режимів кипіння [29]. Але математичний опис теплообміну на ділянці В-Е (рис. 7) від зародження кипіння до досягнення повністю розвинутого режиму кипіння ускладнений наявністю гістерезису. Крива кипіння на цій ділянці залежить від напрямку зміни q . Під час підвищення теплового навантаження може спостерігатися стрибок температур стінки різного рівня, передбачення якого і є завданням математичного моделювання.

На рис. 7 зображено стрибок температур у ділянці нерозвинутого кипіння. Але можливий стрибок і в області розвинутого кипіння, що додатково ускладнює математичне моделювання гістерезису.

Отже, завданням математичного моделювання гістерезису є передбачення критичного теплового потоку гістерезису q_{ONB} і стрибка температур ΔT_{cr} на кривій кипіння під час підвищення теплового навантаження.

Способи математичного опису явища гістерезису

Способи математичного моделювання умовно можна розбити на дві групи: назвемо їх локальні та інтегральні підходи.

При локальному підході розглядають умови зародження життєздатної бульбашки в каверні та необхідний для цього перегрів стінки. Розрахований у такий спосіб перегрів стінки можна ототожнювати з умовами появи стрибка температур на кривій кипіння під час гістерезису, але це не зовсім правильно.

При інтегральному підході дослідники безпосередньо розглядають криві кипіння (у великому об'ємі або в каналі) під час підвищення і зниження теплового навантаження та умови появи стрибка температур. Але через велику кількість чинників, що впливають, і ймовірнісний характер виникнення стрибка задовільну універсальну математичну модель створити важко.

Перші спроби математичного опису початку кипіння локальним способом будувалися на припущенні, що каверна може бути центром пароутворення, якщо радіус її гирла дорівнює R_{cr} або перевищує його. Якщо замість критичного радіуса бульбашки підставити радіус каверни R_w , отримуємо співвідношення [2]:

$$\Delta T = \frac{2\sigma T_{sat}}{h_{lv} \rho_v R_w}, \quad (1)$$

де: σ – поверхневий натяг, Н/м; T_{sat} – температура насичення, К; ρ_v – густина насиченої пари, кг/м³; h_{lv} – прихована теплота випаровування, Дж/кг.

Звідси випливає, що необхідний для початку кипіння перегрів рідини обумовлений радіусом найбільшої незмочуваної каверни. Такий варіант відповідає тому граничному випадку, коли перегрів рідини дорівнює перегріву стінки і є постійним по висоті її пограншару. Теоретичний аналіз такого випадку приводить до висновку, що за заданого перегріву всі западини радіуса, меншого за деякий мінімальний R_w , не можуть бути активними, а всі западини більшого радіуса будуть активними. Як було розглянуто в розділі 2, таке припущення не відображає дійсність, оскільки активними є западини тільки певного діапазону розмірів.

H_{su} [8] врахував вплив профілю температур у пограншару під час кипіння у великому об'ємі. Рисунок 5 ілюструє розв'язання задачі визначення радіуса активних порожнин за припущення лінійної зміни профілю температур. Початок кипіння відповідає зародженню бульбашки пари в каверні з радіусом R_c^0 . Вибір умов, за яких виконуються умови зростання бульбашки до розміру R_c^0 , є визначальним для аналітичних викладок. Ці умови називають тангенціальним критерієм.

$$q_{ONB} = \frac{k_l}{\delta} \left[\Delta T_b + \frac{2AC_3}{\delta} + \sqrt{(2\Delta T_b + \frac{2AC_3}{\delta}) \left(\frac{2AC_3}{\delta} \right)} \right], \quad (2)$$

де k_l – теплопровідність рідини, В/мК; $\Delta T_b = T_{sat} - T_v$; T_v – температура пари, К; δ – гранична товщина теплового шару; $C_3 = 1,6$.

A – параметр, що розраховується як:

$$A = \frac{2\sigma T_{sat}}{h_{fg} \rho_v}. \quad (3)$$

У цьому виразі гранична товщина теплового шару відповідає радіусу R_c^0 .

У реальних умовах характер зміни температури в тепловому прикордонному шарі та поблизу зародка набагато складніший, форма утвореної бульбашки і склепіння не обмежується напівсферичною формою.

Sato і Matsumura [31] запропонували визначати початок кипіння під час течії, як точку перетину кривої конвективного теплообміну з кривою розвинутого кипіння. Для отримання кривої розвинутого кипіння вони використовують вираз для критичного радіуса напівсферичної бульбашки, розв'язуючи рівняння товщини перегрітого шару. Для розрахунку кривої конвективного теплообміну вони використовують відомі кореляції. Беручи до уваги вищесказане, вони отримують наступне рівняння теплового потоку початку кипіння:

$$q_{ONB} = \frac{k_l h_{fg}}{8\sigma T_{sat} (v_v - v_l)} \left(\frac{D_e^{0,2} v_b^{0,8}}{0,023 Pr_b k_b} \frac{q_{ONB}}{u^{0,8}} - \Delta T_{sub} \right), \quad (4)$$

де v_v – об'єм пари, м³/кг; v_l – об'єм рідини, м³/кг; D_e – гідравлічний діаметр, м; v_b – кінематична в'язкість, м²/с; Pr_b – число Прандтля; k_l – теплопровідність рідини, В/мК; температура, яка визначає параметри – об'ємна температура рідини; u – швидкість потоку; ΔT_{sub} – недогрів рідини, К.

Описаний локальним способом момент початку кипіння не враховує ймовірнісну поведінку гістерезису і наявність гістерезису температурних відхилень TD. Досліди показують, що стрибок температури може значно перевищувати розрахований або ж бути зовсім непомітним. До того ж початок кипіння не обов'язково супроводжується переходом у режим розвинутого бульбашкового кипіння, а, отже, можливі ще стрибки температури до досягнення кривої нормального кипіння.

Тому можна зробити висновок, що локальний підхід до опису гістерезису можна використовувати для якісного аналізу факторів, що впливають на нього: які чинники знижують, а які збільшують необхідний перегрів стінки на початку кипіння і гістерезис. Метод також може використовуватися для прогнозування припинення кипіння при зниженні теплового навантаження.

Інтегральний спосіб математичного опису базується здебільшого на узагальненні результатів експериментальних досліджень кривих кипіння під час підвищення і зниження теплового навантаження. При цьому не виключається паралельний аналіз локальних умов зародження бульбашок.

Для графічного зображення гістерезису на кривій кипіння необхідно вміти розраховувати режим конвективного теплообміну і режим розвинутого кипіння. У роботі [29] показано алгоритм побудови кривої нормального кипіння (у разі зниження теплового навантаження), якщо відома крива розвинутого кипіння і крива конвективного теплообміну. Крива конвективного теплообміну також відповідає кривій гістерезису до моменту початку кипіння. Однак для знаходження критичного теплового потоку гістерезису необхідні додаткові відомості та гіпотези.

Bergles і Rohsenow [32] у своїй роботі зазначили, що локальний спосіб визначення початку кипіння не приведе до явного формулювання розрахунку критичного теплового потоку гістерезису початку кипіння. Тому вони запропонували описати критерій зародження за допомогою графічного розв'язання, провівши дотичну за емпіричними результатами, тим самим отримавши рівняння:

$$q_{ONB} = 1083 P^{1,16} [1,8 (T_w - T_{sat})]^{2,16} / p^{0,0234}. \quad (5)$$

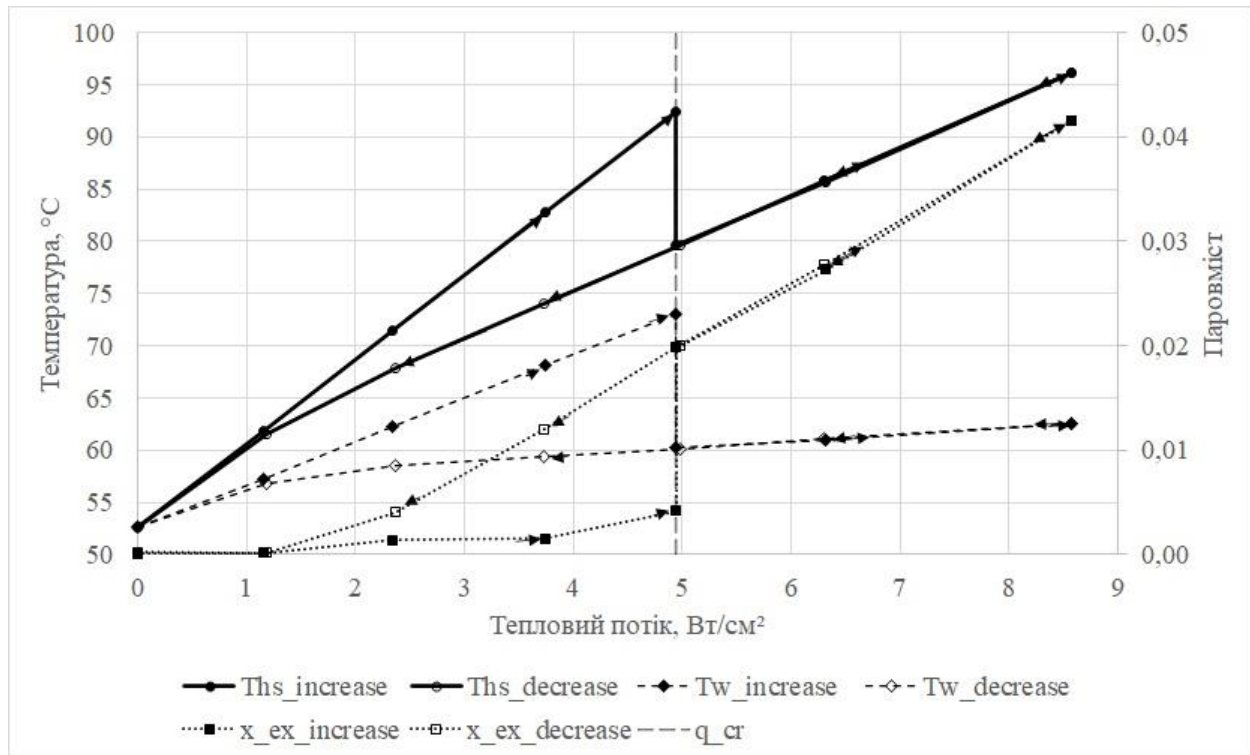


Рис. 9. Експериментальна крива кипіння

Водночас інші дослідники говорять про значний розкид результатів розрахунку за вказаною моделлю порівняно з експериментальними результатами [33]. Такий результат є наслідком того, що діапазон досліджень, проведених для отримання моделі, був обмежений. В ідеальному випадку для кожної конкретної системи необхідно проводити власне експериментальне дослідження.

Висновки з розділу 2

Огляд методів розрахунку гістерезису показав, що немає надійних універсальних математичних моделей гістерезису. Найвні моделі можна використовувати для якісної оцінки параметрів гістерезису та визначення факторів, які впливають. Такий стан із математичним моделюванням пояснюється великою кількістю взаємопов'язаних чинників, що одночасно впливають на гістерезис, невизначеності деяких із них (наприклад, за формою, розмірами, густиною каверн для центрів пароутворення). Саме явище гістерезису має ймовірнісний характер, стрибок температур у різних експериментах може відбуватися за деякого розкиду параметрів однозначності.

3. Формулювання завдання на подальші дослідження

У розглянутих роботах досліджують тепловіддачу та гістерезис під час кипіння у великому об'ємі

або в каналах переважно на локальному рівні, за поступового підвищення теплового потоку та переходу від однофазної конвекції до розвинутого кипіння. Основним параметром для визначення є локальна температура стінки випарника T_w у фіксованій точці або перерізі каналу.

Інженерну практику цікавить явище гістерезиса на інтегральному рівні, в процесі розігріву термоплати після ввімкнення теплового навантаження приладу. Чи матиме місце явище гістерезису й аномальний перегрів приладу, встановленого на термоплату, після його увімкнення в процесі виходу на максимальну потужність? Яка прогнозована величина цього перегріву? Від яких конструктивних параметрів термоплати і параметрів потоку теплоносія залежить перегрів? Реферовані вище роботи не дають відповіді на ці запитання.

Якщо існує гістерезис у каналі на локальному рівні, то далеко не очевидно, що гістерезис проявиться і на інтегральному рівні, на рівні приладу, встановленого на термоплату.

Авторами отримано експериментальну «криву кипіння» (рис. 9), під час розігріву моделі термоплати зі встановленим на ній імітатором нагрівача (приладу). Канал випарника – трубка з нержавіючої сталі діаметром 7 мм довжиною 108 мм. Корпус термоплати – алюмінієвий сплав. На вхід каналу подавався аміак з витратою $m = 3,6$ г/с, тиском, що відповідає температурі насичення $T_{sat} = 55$ °C, недогрівом на вході $\Delta T_{sub} = 2,1$ °C.

На рисунку наведено зміну температури імітатора приладу T_{hs} , середньої температури стінки каналу випарника T_w , паровмісту на виході з каналу x_{ex} у разі збільшення та зменшення середнього теплового потоку на поверхні каналу q .

Видно, що під час розігріву приладу спостерігається характерний для явища гістерезису стрибок температур, пов'язаний, вочевидь, із початком інтенсивного кипіння по більшій частині поверхні каналу. У цьому експерименті критичний тепловий потік, за якого стався стрибок температур, $q_{cr} = 4,95$ Вт/см². При цьому:

– перегрів стінки каналу при критичній температурі гістерезису відносно температури насичення склав $\Delta T_{w,cr,sat} = T_{w,cr} - T_{sat} = 18$ К;

– перегрів стінки каналу при критичній температурі гістерезису відносно температури нормального кипіння $\Delta T_{w,cr} = T_{w,cr} - T_w = 12,8$ К;

– перегрів імітатора приладу при критичній температурі гістерезису відносно температури насичення $\Delta T_{hs,cr,sat} = T_{hs,cr} - T_{sat} = 37,4$ К;

– перегрів імітатора приладу при критичній температурі гістерезису відносно температури імітатора при нормальному кипінні, $\Delta T_{hs,cr} = T_{hs,cr} - T_{hs} = 12,8$ К.

Такий перегрів може вплинути на надійність приладу, оскільки під час проектування обладнання наявність такого стрибка температур зазвичай не враховується.

Таким чином, експериментально виявлено, що явище гістерезису присутнє і на інтегральному рівні під час увімкнення приладу та розігріву термоплати. Це явище потрібно враховувати під час проектування обладнання.

Інженерну практику цікавить можливість передбачення величини перегріву приладу ΔT_{hs} і критичного теплового потоку q_{cr} , за якого проявляється стрибок. Можна припустити, що на ці показники впливатимуть усі чинники, розглянуті вище під час кипіння у великому об'ємі і в каналі. Додатково накладаються чинники, пов'язані з конструкцією термоплати і параметрами потоку на її вході.

З огляду на те, що явище гістерезису залежить від багатьох, зокрема випадкових, факторів, воно дуже погано піддається математичному моделюванню, акцент необхідно робити на інтегральні експериментальні методи дослідження гістерезису в термоплатах, близьких до штатних конструкцій. Необхідно отримати якісні рекомендації щодо методів зниження перегріву термоплат для конкретнихДФК і штатних умов експлуатації (наприклад, дляДФК космічного призначення).

Висновки

Явище гістерезису під час тепловіддачі кипінням існує на локальному рівні як під час вільної конвекції у великому об'ємі, так і під час вимушеної течії в каналі. Воно проявляється у вигляді відмінної залежності температури стінки від теплового потоку в разі його підвищення або зниження. Але явище гістерезису спостерігається і на інтегральному рівні, під час увімкнення і розігріву приладу, встановленого на термоплату. Воно полягає в аномальному перегріванні приладу під час його увімкнення і підвищення теплового навантаження, що може вплинути на надійність приладу.

Численні виконані дослідження гістерезису акцентують увагу переважно на аналізі локальних умов тепловіддачі та мікромеханізмів зародження пари на твердій поверхні. Інженерну практику цікавить інтегральний ефект перегріву приладу під час його увімкнення, тобто гістерезис на «системному» або «інтегральному» рівні. Однак немає достатньо надійних рекомендацій щодо прогнозування величини аномального перегріву приладу і його залежності від різних чинників: потужності приладу, конструкції термоплати, властивостей теплоносія, параметрів потоку теплоносія тощо.

Кількісна та якісна інтерпретація впливу різних чинників на гістерезис під час тепловіддачі кипінням у каналі випарника термоплати потребує додаткового дослідження.

Для цього необхідно виконати комплексні дослідження системи прилад - термоплата - випарник - теплоносії - двофазний контур теплоперенесення за «інтегральною» методикою в умовах, максимально наближених до реальних під час експлуатації двофазних контурів теплоперенесення, зокрема контурів космічного призначення. Можливість проведення таких експериментів є на експериментальній базі НАУ ХАІ [34].

Література

1. Никонов, А. А. Теплообменные контуры с двухфазным теплоносителем для систем терморегулирования космических аппаратов [Текст] / А. А. Никонов, Г. А. Горбенко, В. Н. Блинков. – М. : ЦНТИ «Поиск», 1991. – 302 с.
2. Толубинский, В. И. Теплообмен при кипении [Текст] / В. И. Толубинский. – К. : Наукова думка, 1980. – 316 с.
3. Nukiyama, S. The maximum and minimum values of the heat Q transmitted from metal to boiling water under atmospheric pressure [Text] / S. Nukiyama // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. –

1966. – Vol. 9, Iss. 12. – P. 1419-1433. DOI: 10.1016/0017-9310(66)90138-4.

4. Ming-Heng, S. Analysis on hysteresis in nucleate pool boiling heat transfer [Text] / S. Ming-Heng, J. Ma, W. Bu-Xuan // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 1993. – Vol. 36, No. 18. – P. 4461-4466. DOI: 10.1016/0017-9310(93)90130-X.

5. Liang H.-S. A Remedy for Hysteresis in Nucleate Boiling Through Application of Micrographite-Fiber Nucleation Activators [Text] / H.-S. Liang, W.-J. Yang // *Experimental Heat Transfer*. – 1996. – Vol. 9, Iss. 4. – P. 323-334. DOI: 10.1080/08916159608946528.

6. Губбс, Д. У. Термодинамические работы [Текст] : пер. з англ. / Д. У. Губбс. – М. : Гостехиздат, 1950. – 492 с.

7. Jones, B. J. The Influence of Surface Roughness on Nucleate Pool Boiling Heat Transfer [Text] / B. J. Jones, J. P. McHale, S. Garimella // *Journal of Heat Transfer*. – 2009. – Vol. 131, No. 12. – P. 121009-1-121009-14. DOI: 10.1115/1.3220144.

8. Hsu, Y. -Y. On the Size Range of Active Nucleation Cavities on a Heating Surface [Text] / Y.-Y. Hsu // *Journal of Heat Transfer*. – 1962. – Vol. 84, Iss. 3. – P. 207-213. DOI: 10.1115/1.3684339.

9. Effects of Dissolved Gas Content on Pool Boiling of a Highly Wetting Fluid [Text] / S. M. You, T. W. Simon, A. Bar-Cohen, Y. S. Hong // *Journal of Heat Transfer*. – 1995. – Vol. 117, No. 3. – P. 687-692. DOI: 10.1115/1.2822631.

10. Rainey, K. N. Effect of Pressure, Subcooling, and Dissolved Gas on Pool Boiling Heat Transfer From Microporous Surfaces in FC-72 [Text] / K. N. Rainey, S. M. You, S. Lee // *Journal of Heat Transfer*. – 2003. – Vol. 125, No. 1. – P. 75-83. DOI: 10.1115/1.1527890.

11. Dhir, V. K. Chapter Two - Nucleate Pool Boiling under Reduced Gravity Conditions—Role of Numerical Simulations [Text] / V. K. Dhir // *Advances in Heat Transfer*. – 2015. – Vol. 47. – P. 167-202. DOI: 10.1016/bs.aiht.2015.07.001.

12. Experimental study of heat transfer at the transition regime between the natural convection and nucleate boiling: Influence of the heated wall tilt angle on the onset of nucleate boiling (ONB) and natural convection (ONC) [Text] / L. Tadrist, H. Combeau, M. Zamoum, M. Kessal // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2020. – Vol. 151. – Article No. 119388. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2020.119388.

13. Swarnkar, A. Ultrasonic augmentation in pool boiling heat transfer over external surfaces: A review [Text] / A. Swarnkar, V. J. Lakhera // *Journal of Mechanical Engineering Science*. – 2020. – Vol. 235, No. 11. – P. 2099-2111. DOI: 10.1177/0954406220950357.

14. Experimental analysis on the hysteresis phenomenon during flow boiling heat transfer in a horizontal stainless-steel tube [Text] / A. Arcasi, R. Mastrullo, A. W. Mauro, L. Viscito // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2021. – Vol. 164. – Article No. 120604. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2020.120604.

15. Heat Transfer During Subcooled Boiling in Tubes (A Review) [Text] / P. G. Gakal, G. A. Gorbenko, R. Y. Turna, E. R. Reshytov // *Journal of Mechanical Engineering*. – 2019. – Vol. 22, No. 1. – P. 9-17. DOI: 10.15407/pmach2019.01.009.

16. Bowering, R. W. Physical model, based on bubble detachment, and calculation of steam voidage in the sub-cooled region of a heated channel [Text] : Technical report / Institutt for Atomenergi (Norway). OECD Halden Reaktor Prosjekt. – 1962. – 111 p. OSTI Identifier: 4759604.

17. Celata, G. R. Hysteresis phenomena in subcooled flow boiling of well-wetting fluids [Text] / G. R. Celata, M. Cumo, T. Setaro // *Experimental Heat Transfer*. – 1992. – Vol. 5, No. 4. – P. 253-275, DOI: 10.1080/08916159208946444.

18. Su, S. Study of boiling incipience and heat transfer enhancement in forced flow through narrow channels [Text] / S. Su, S. Huang, X. Wang // *International Journal of Multiphase Flow*. – 2005. – Vol. 31, No. 2. – P. 253-260. DOI: 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2004.11.003.

19. Kandlikar, S. G. Effect of Surface Finish on Flow Boiling Heat Transfer [Text] / S. G. Kandlikar, P. H. Spiesman // *ASME : International Mechanical Engineering Congress and Exposition, Anaheim, California, USA, 1998*. – P. 57-167. DOI: 10.1115/IMECE1998-0592.

20. Sugrue, R. An experimental study of bubble departure diameter in subcooled flow boiling including the effects of orientation angle, subcooling, mass flux, heat flux, and pressure [Text] / R. Sugrue, J. Buongiorno, T. McKrell // *Nuclear Engineering and Design*. – 2014. – Vol. 279. – P. 182-188. DOI: 10.1016/j.nucengdes.2014.08.009.

21. Ohta, H. Microgravity Heat Transfer in Flow Boiling [Text] / H. Ohta // *Microgravity Heat Transfer in Flow Boiling*. – 2003. – Vol. 37, No. C. – P. 1-76. DOI: 10.1016/S0065-2717(03)37001-7.

22. Narazaki, H. Effect of Dissolved Gas on Bubble Behavior and Heat Transfer in Forced Flow Boiling [Text] / H. Narazaki, S. Matsumoto, A. Kaneko // *Japanese Journal Of Multiphase Flow*. – 2021. – Vol. 35, No. 2. – P. 327-336. DOI: 10.3811/jjmf.2021.024.

23. Experimental study on R-410A subcooled flow boiling heat transfer and bubble behavior inside horizontal annuli [Text] / A. Chen, K. Li, W. Li, T. Lin, W. Yan // *International Communications in Heat and*

Mass Transfer. – 2021. – Vol. 124. – Article No. 105283. DOI: 10.1016/j.icheatmasstransfer.2021.105283.

24. Jung-ho, K. Review of Reduced Gravity Boiling Heat Transfer: US Research [Text] / K. Jung-ho // *Journal of The Japan Society of Microgravity Application*. – 2003. – Vol. 20, No. 4. – P. 264–271. DOI: 10.15011/jasma.20.4.264.

25. Development of Boiling and Two-phase Flow Experiments on Board ISS (Dissolved Air Effects on Subcooled Flow Boiling Characteristics) [Text] / K. Sawada, T. Kurimoto, A. Okamoto, S. Matsumoto, H. Takaoka, H. Kawasaki, M. Takayanagi, Y. Shinmoto, H. Asano, O. Kawanami, K. Suzuki, R. Imai, H. Ohta // *International Journal of Microgravity*. – 2016. – Vol. 33, Iss. 1. – Article No. 330106. DOI: 10.15011/ijmsa.33.330106.

26. Experimental Study of Onset of Nucleate Boiling in Vertical Rectangular Channels with Different Flow Path Heights [Text] / N. Cheng, S. Yu, J. Xiao, C.-H. Peng // *Science and Technology of Nuclear Installations*. – 2022. – Vol. 2022. – P. 1-10. DOI: 10.1155/2022/7760569.

27. Piasecka, M. Hysteresis Phenomena at the Onset of Subcooled Nucleate Flow Boiling in Microchannels [Text] / M. Piasecka, M. E. Poniewski // *Heat Transfer Engineering*. – 2004. – Vol. 25, No. 3. – P. 44-51. DOI: 10.1080/01457630490280083.

28. Kandlikar, S. G. Fundamental issues related to flow boiling in minichannels and microchannels [Text] / S. G. Kandlikar // *Experimental Thermal and Fluid Science*. – 2002. – Vol. 26, No. 2-4. – P. 389-407. DOI: 10.1016/S0894-1777(02)00150-4.

29. Heat Transfer in Evaporator of Thermal Sink in Presence of subcooled Boiling Section [Text] / G. A. Gorbenko, P. G. Gakal, R. Y. Turna, A. M. Hodunov, E. R. Reshytov // *International Journal of Heat and Technology*. – 2021. – Vol. 39, Iss. 2. – P. 375-382. DOI: 10.18280/ijht.390206.

30. Yoon, P.-H. Boiling hysteresis at low temperature on enhanced tubes [Text] / P.-H. Yoon, J. Jeong, Y. T. Kang // *International Journal of Refrigeration*. – 2004. – Vol. 27, Iss. 1. – P. 4-9. DOI: 10.1016/S0140-7007(03)00123-3.

31. Sato, T. On the Conditions of Incipient Subcooled-Boiling with Forced Convection [Text] / T. Sato, H. Matsumura // *Bulletin of JSME*. – 1964. – Vol. 7, Iss. 26. – P. 392-398. DOI: 196410.1299/jsme1958.7.392.

32. Bergles, A. E. The Determination of Forced-Convection Surface-Boiling Heat Transfer [Text] / A. E. Bergles, W. M. Rohsenow // *Journal of Heat Transfer*. – 1964. – Vol. 86, No. 3. – P. 365-372. DOI: 10.1115/1.3688697.

33. Experimental study on onset of nucleate boiling in narrow rectangular channel under static and heaving conditions [Text] / G. Hong, X. Yan, Y.-H. Yang, S. Liu, Y.-p. Huan // *Annals of Nuclear Energy*. – 2012. – Vol. 39, No. 1. – P. 26-34. DOI: 10.1016/j.anucene.2011.09.009.

34. Retrospective Review of a Two-Phase Mechanically Pumped Loop for Spacecraft Thermal Control Systems [Text] / G. O. Gorbenko, P. H. Gakal, R. Y. Turna, A. M. Hodunov // *Journal of Mechanical Engineering – Problemy Mashynobuduvannia*. – 2021. – Vol. 24, No. 4. – P. 27-37. DOI: 10.15407/pmach2021.04.027.

References

1. Nikonov, A. A., Gorbenko, G. A., Blinkov, V. N. *Teploobmennye kontury s dvukhfaznym teponositelem dlya sistem termoregulirovaniya kosmicheskikh apparatov* [Heat exchanging loops with a two-phase coolant for spacecraft thermal control systems]. Moscow, "Rocket and space technology, machine building" Publ., 1991. 302 p.

2. Tolubinskiy, V. Y. *Teploobmen pri kipenii* [Heat exchange at boiling]. Kyiv, Naukova dumka Publ., 1980. 316 p.

3. Nukiyama, S. The maximum and minimum values of the heat Q transmitted from metal to boiling water under atmospheric pressure. *Int J Heat Mass Transf*, 1966, no. 9, iss. 12, pp. 1419–1433. DOI: 10.1016/0017-9310(66)90138-4.

4. Ming-Heng, S., Ma, J., Bu-Xuan, W. Analysis on hysteresis in nucleate pool boiling heat transfer. *Int J Heat Mass Transf*, 1993, no. 36, no. 18, pp. 4461–4466. DOI: 10.1016/0017-9310(93)90130-X.

5. Liang, H.-S., Yang, W.-J. A Remedy for Hysteresis in Nucleate Boiling Through Application of Micrographite-Fiber Nucleation Activators. *Experimental Heat Transfer*, 1996, no. 9, iss. 4, pp. 323–334. DOI: 10.1080/08916159608946528.

6. Gibbs, J. W. *Termodinamicheskiye raboty* [Thermodynamic works]. Moscow, Hostekhyzdat Publ., 1950. 492 p.

7. Jones, B.J., McHale, J.P., Garimella, S. The Influence of Surface Roughness on Nucleate Pool Boiling Heat Transfer. *J Heat Transfer*, 2009, vol. 131, no. 12, pp. 121009-1–121009-14. DOI: 10.1115/1.3220144.

8. Hsu, Y. -Y. On the Size Range of Active Nucleation Cavities on a Heating Surface. *J Heat Transfer*, 1962, vol. 84, iss. 3, pp. 207–213. DOI: 10.1115/1.3684339.

9. You, S. M., Simon, T. W., Bar-Cohen, A., Hong, Y. S. Effects of Dissolved Gas Content on Pool Boiling of a Highly Wetting Fluid. *J Heat Transfer*,

1995, vol. 117, no. 3, pp. 687–692. DOI: 10.1115/1.2822631.

10. Rainey, K. N., You, S. M., Lee, S. Effect of Pressure, Subcooling, and Dissolved Gas on Pool Boiling Heat Transfer From Microporous Surfaces in FC-72. *J Heat Transfer*, 2003, vol. 125, no. 1, pp. 75–83. DOI: 10.1115/1.1527890.

11. Dhir, V. K. Chapter Two - Nucleate Pool Boiling under Reduced Gravity Conditions—Role of Numerical Simulations. *Advances in Heat Transfer*, 2015, vol. 47, pp. 1667–202. DOI: 10.1016/bs.aiht.2015.07.001.

12. Tadrif, L., Combeau, H., Zamoum, M., Kessal, M. Experimental study of heat transfer at the transition regime between the natural convection and nucleate boiling: Influence of the heated wall tilt angle on the onset of nucleate boiling (ONB) and natural convection (ONC). *Int J Heat Mass Transf*, 2020, vol. 151, article no. 119388. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2020.119388.

13. Swarnkar, A., Lakhera, V. J. Ultrasonic augmentation in pool boiling heat transfer over external surfaces: A review. *Journal of Mechanical Engineering Science*, 2020, vol. 235, no. 11, pp. 2099–2111. DOI: 10.1177/0954406220950357.

14. Arcasi, A., Mastrullo, R., Mauro, A. W., Viscito, L. Experimental analysis on the hysteresis phenomenon during flow boiling heat transfer in a horizontal stainless-steel tube. *Int J Heat Mass Transf*, 2021, vol. 164, article no. 120604. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2020.120604.

15. Gakal, P. G., Gorbenko, G. A., Turna, R. Yu., Reshytov, E. R. Heat Transfer During Subcooled Boiling in Tubes (A Review). *Journal of Mechanical Engineering*, 2019, vol. 22, no. 1, pp. 9–17. DOI: 10.15407/pmach2019.01.009.

16. Bowering, R. W. *Physical model, based on bubble detachment, and calculation of steam voidage in the sub-cooled region of a heated channel : Technical report*. Institutt for Atomenergi (Norway). OECD Halden Reaktor Prosjekt, 1962. 111 p. OSTI Identifier: 4759604.

17. Celata, G. R., Cumo, M., Setaro, T. Hysteresis phenomena in subcooled flow boiling of well-wetting fluids. *Experimental Heat Transfer*, 1992, vol. 5, no. 4, pp. 253–275. DOI: 10.1080/08916159208946444.

18. Su, S., Huang, S., Wang, X. Study of boiling incipience and heat transfer enhancement in forced flow through narrow channels. *International Journal of Multiphase Flow*, 2005, vol. 31, no. 2, pp. 253–260. DOI: 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2004.11.003.

19. Kandlikar, S. G., Spiesman, P. H. Effect of Surface Finish on Flow Boiling Heat Transfer. *ASME : International Mechanical Engineering Congress and Exposition, Anaheim, California, USA*, 1998, pp. 57–

167. DOI: 10.1115/IMECE1998-0592.

20. Sugrue, R., Buongiorno, J., McKrell, T. An experimental study of bubble departure diameter in subcooled flow boiling including the effects of orientation angle, subcooling, mass flux, heat flux, and pressure. *Nuclear Engineering and Design*, 2014, vol. 279, pp. 182–188. DOI: 10.1016/j.nucengdes.2014.08.009.

21. Ohta, H. Microgravity Heat Transfer in Flow Boiling. *Microgravity Heat Transfer in Flow Boiling*, 2003, vol. 37, no. C, pp. 1–76. DOI: 10.1016/S0065-2717(03)37001-7.

22. Narazaki, H., Matsumoto, S., Kaneko, A. Effect of Dissolved Gas on Bubble Behavior and Heat Transfer in Forced Flow Boiling. *Japanese Journal Of Multiphase Flow*, 2021, vol. 35, no. 2, pp. 327–336. DOI: 10.3811/jjmf.2021.024.

23. Chen, C. A., Li, K. W., Li, W. K., Lin, T. F., Yan, W. M. Experimental study on R-410A subcooled flow boiling heat transfer and bubble behavior inside horizontal annuli. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 2021, vol. 124, article no. 105283. DOI: 10.1016/j.icheatmasstransfer.2021.105283.

24. Jung-ho, K. Review of Reduced Gravity Boiling Heat Transfer: US Research. *Journal of The Japan Society of Microgravity Application*, 2003, vol. 20, no. 4, pp. 264–271. DOI: 10.15011/jasma.20.4.264.

25. Sawada, K., Kurimoto, T., Okamoto, A., Matsumoto, S., Takaoka, H., Kawasaki, H., Takayanagi, M., Shinmoto, Y., Asano, H., Kawanami, O., Suzuki, K., Imai, R., Ohta, H. Development of Boiling and Two-phase Flow Experiments on Board ISS (Dissolved Air Effects on Subcooled Flow Boiling Characteristics). *International Journal of Microgravity*, 2016, vol. 33, iss. 1, article no. 330106. DOI: 10.15011/ijmsa.33.330106.

26. Cheng, N., Yu, S., Xiao, J., Peng, C.-H. Experimental Study of Onset of Nucleate Boiling in Vertical Rectangular Channels with Different Flow Path Heights. *Science and Technology of Nuclear Installations*, 2022, vol. 2022, pp. 1–10. DOI: 10.1155/2022/7760569.

27. Piasecka, M., Poniewski, M. E. Hysteresis Phenomena at the Onset of Subcooled Nucleate Flow Boiling in Microchannels. *Heat Transfer Engineering*, 2004, vol. 25, no. 3, pp. 44–51. DOI: 10.1080/01457630490280083.

28. Kandlikar, S. G. Fundamental issues related to flow boiling in minichannels and microchannels. *Exp Therm Fluid Sci*, 2002, vol. 26, no. 2-4, pp. 389–407. DOI: 10.1016/S0894-1777(02)00150-4.

29. Gorbenko, G. A., Gakal, P. G., Turna, R. Y., Hodunov, A. M., Reshytov, E. R. Heat Transfer in Evaporator of Thermal Sink in Presence of subcooled

Boiling Section. *International Journal of Heat and Technology*, 2021, vol. 39, iss. 2, pp. 375–382. DOI: 10.18280/ijht.390206.

30. Yoon, P.-H., Jeong, J., Kang, Y. T. Boiling hysteresis at low temperature on enhanced tubes. *International Journal of Refrigeration*, 2004, vol. 27, iss. 1, pp. 4-9. DOI: 10.1016/S0140-7007(03)00123-3.

31. Sato, T., Matsumura, H. On the Conditions of Incipient Subcooled-Boiling with Forced Convection. *Bulletin of JSME*, 1964, vol. 7, iss. 26, pp. 392–398. DOI: 10.1299/jsme1958.7.392.

32. Bergles, A. E., Rohsenow, W. M. The Determination of Forced-Convection Surface-Boiling

Heat Transfer. *J Heat Transfer*, 1964, vol. 86, no. 3, pp. 365–372. DOI: 10.1115/1.3688697.

33. Hong, G., Yan, X., Yang, Y.-H., Liu, S., Huan, Y. Experimental study on onset of nucleate boiling in narrow rectangular channel under static and heaving conditions. *Ann Nucl Energy*, 2012, vol. 39, no. 1, pp. 26–34. DOI: 10.1016/j.anucene.2011.09.009.

34. Gorbenko, G. O., Gakal, P. H., Turna, R. Yu., Hodunov, A. M. Retrospective Review of a Two-Phase Mechanically Pumped Loop for Spacecraft Thermal Control Systems. *Journal of Mechanical Engineering – Problemy Mashynobuduvannia*, 2021, vol. 24, no. 4, pp. 27–37. DOI: 10.15407/pmach2021.04.027.

Надійшла до редакції 5.08.2022, розглянута на редколегії 28.09.2022

HYSTERESIS PHENOMENON AT HEAT TRANSFER BY BOILING IN TWO-PHASE HEAT TRANSFER CIRCUITS

Gennady Gorbenko, Yevhen Rohovyi

Systems for ensuring the thermal regime of ground and space applications with a capacity of more than 6 kW are rationally built on the basis of heat transfer circuits with a two-phase coolant. In such circuits, heat is transferred from the devices to the coolant in the heat sink (thermoplate) by heat transfer by boiling. When the device is switched on and heated up, there is a transition from single-phase convection to developed boiling in the evaporator channel of the Heat sink, which is sometimes accompanied by significant overheating of the device and a temperature drop. When the device is turned off, the temperature decreases smoothly, without a drop. This undesirable phenomenon, called "thermal load hysteresis", or "Hysteresis Phenomena at the Onset of Nucleate boiling" can affect the reliability of the device, and is the **subject** of study in this article. The problem of hysteresis has been studied by many authors at the local level both during boiling in a large volume and during the flow of coolant in the channels. It is associated with the need for some overheating of the wall to start boiling, the origin of vaporization centers. This article reviews the studies on the problem of hysteresis and describes a task for the experimental study of the phenomenon of hysteresis in the evaporator channel of a heat sink during the transition from single-phase convection to boiling. **Tasks:** it is necessary to consider the factors affecting hysteresis and to develop and test a methodology for conducting the experiment on the stand of simulation of heat transfer circuits with a two-phase coolant at the integral level. According to the **results** of the review, it was found that hysteresis is affected by various factors such as the properties of the coolant, surface roughness, flow parameters, etc. Usually, the study of hysteresis is conducted out at the local level, but engineering practice is interested in the phenomenon at the integral level, and what is the probability and magnitude of overheating of the device when it is turned on. However, if hysteresis exists at the local level, it is not obvious that hysteresis will appear at the device level. The authors obtained a "boiling curve" of ammonia on an experimental heat sink with a characteristic temperature drop of the device and showed that the phenomenon of hysteresis exists at the integral level. **Conclusions.** Considering the probabilistic nature of the phenomenon, many factors affecting the hysteresis, including the design features of the thermoplate, the authors propose to perform further studies using the "integral" methodology on standard coolants, with parameters close to the operating conditions of standard thermal control systems.

Keywords: boiling; vaporization centers; heat transfer; hysteresis; heat transfer circuit; thermoplate; boiling onset.

Горбенко Геннадій Олександрович – д-р техн. наук, проф., проф. каф. аерокосмічної теплотехніки, Національний аерокосмічний університет ім. М. С. Жуковського «Харківський авіаційний інститут», Харків, Україна.

Роговий Євген Едуардович – асп. каф. аерокосмічної теплотехніки, Національний аерокосмічний університет ім. М. С. Жуковського «Харківський авіаційний інститут», Харків, Україна.

Gennady Gorbenko – Doctor of Technical Sciences, Professor of Dep. of Aerospace Heat Engineering, National Aerospace University «Kharkiv Aviation Institute», Kharkiv, Ukraine, e-mail: gennadiy.gorbenko@ctph.com.ua, ORCID: 0000-0002-7179-1618, Scopus Author ID: 7003786312.

Yevhen Rohovyi – PhD student of Dep. of Aerospace Heat Engineering, National Aerospace University «Kharkiv Aviation Institute», Kharkiv, Ukraine, e-mail: y.rohovyi@khai.edu, ORCID: 0000-0001-5943-0572.