

# ХОЛОДИЛЬНА ТЕХНІКА ТА ЕНЕРГОТЕХНОЛОГІЇ

УДК 62-713.82/621.385

## Аналіз термоакустичних коливань тиску в каналах при кипінні недогрітої рідини

І. Л. Бошкова<sup>1</sup>✉, Н. В. Волгушева<sup>2</sup>✉, О. С. Тітлов<sup>3</sup>✉, К. В. Георгієш<sup>4</sup>✉, Л. В. Іванова<sup>5</sup>✉

<sup>1,2,3,4</sup>Одеська національна академія харчових технологій, вул. Канатна, 112, Одеса, 65039, Україна;

<sup>5</sup>Одеський національний політехнічний університет, пр-т Шевченка, 1, м. Одеса, 65044, Україна

✉ e-mail: <sup>1</sup>boshkova.irina@gmail.com; <sup>2</sup>natvolgusheva@gmail.com; <sup>3</sup>titlov1959@gmail.com;

<sup>4</sup>georgiesh.kat@gmail.com; <sup>5</sup>ivivanova@opu.ua

ORCID: <sup>1</sup><https://orcid.org/0000-0001-5989-9223>; <sup>2</sup><https://orcid.org/0000-0002-9984-6502>;

<sup>3</sup><http://orcid.org/0000-0003-1908-5713>; <sup>4</sup><http://orcid.org/0000-0002-7045-8039>; <sup>5</sup><http://orcid.org/0000-0002-0752-6983>

Важливою особливістю роботи теплообмінників з киплячою рідиною є можливість виникнення в каналах охолодження високочастотних пульсацій тиску (термоакустичні явища). В роботі аналізуються умови виникнення термоакустичних явищ в каналах системи охолодження теплонавантажених пристроїв. Стверджується, що у порівнянні з кипінням з насиченим потоком, кипіння з переохолодженням має більш високу ефективність теплопередачі і кращі характеристики тепловіддавання. Внаслідок високих теплових потоків на поверхні охолодження та при великих недогрівах ядра потоку рідини до температури насичення виникає поверхневе кипіння теплоносія. Визначено, що в таких умовах можливо виникнення високочастотних пульсацій акустичного тиску. Встановлено, що виникнення термоакустичних коливань здатне привести до утворення стоячої хвилі в каналі. Бульбашки киплячої рідини, які розподілені по поверхні труби, можна розглядати в якості гармонійних осциляторів. Представлено математичну модель, що описує генерацію термоакустичних коливань в каналі охолодження. Припущеннями математичної моделі є одномірний рух теплоносія і синусоїдальний закон зміни об'єму парових бульбашок. Вважається, що коливання з високою амплітудою виникають внаслідок резонансу, що спостерігається при збігу частоти вимушених коливань парових бульбашок з власною частотою коливань парорідинного стовпа або їх гармоніками. Розроблена методика розрахунку амплітуди термоакустичних коливань тиску в залежності від щільності теплового потоку. Проведення обчислювального експерименту показало, що без урахування дисипативних явищ визначити значення амплітуди коливань в резонансній області неможливо. Представлена методика пропонується до використання при проектуванні систем рідинного охолодження теплонавантажених приладів, для яких режими охолодження припускають істотний недогрів теплоносія до температури насичення та за умов виникнення поверхневого кипіння.

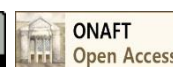
**Ключові слова:** Канал охолодження; Переохолоджена рідина; Поверхневе кипіння; Термоакустичні коливання тиску; Резонанс

doi: <https://doi.org/10.15673/ret.v56i1-2.1832>

© 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

Розвиток сучасної атомної енергетики, техні-

ки МГД-генераторів і лазерів великої потужності, а також СВЧ-електроніки вимагає створення систем охолодження, які повинні працювати при щіль-

ності теплового потоку, що досягають  $10^8$  Вт/м<sup>2</sup>. При розробці нових електротехнічних пристроїв, для забезпечення теплового режиму яких ефективно застосування рідинного охолодження з поверхневим кипінням теплоносія, потрібна достовірна інформація про супутні теплообмінні процеси, здатні порушити стійкість роботи системи. Важливою особливістю роботи теплообмінників з киплячою рідиною є можливість виникнення в каналах охолодження високочастотних пульсацій тиску. Відведення теплоти в режимі бульбашкового кипіння недогрітої рідини є одним з найбільш ефективних способів охолодження поверхні нагріву [1, 2]. Застосування такого способу дозволяє отримати високу щільність потоку енергії, причому при невеликих температурних напорах [3]. Можна вважати встановленим фактом, що виникнення термоакустичних коливань здатне привести до утворення стоячої хвилі в каналі, однією з умов формування якої є межі віддзеркалення хвиль. Тому кипінню недогрітої рідини при вимушеній конвекції в трубах і каналах приділяється особлива увага, що пов'язано з можливістю виникнення високого рівня акустичного тиску.

## 2. Аналіз літературних даних і постановка проблеми

У порівнянні з кипінням з насиченим потоком, кипіння з переохолодженням має більш високу ефективність теплопередавання і кращі характеристики тепловіддавання, що було підтверджено багатьма експериментальними дослідженнями [4, 5]. Автори [6] відзначають, що кипіння з переохолодженням має широкий спектр промислового застосування, особливо в ядерних енергетичних реакторах. При цьому в каналі з киплячим теплоносієм виникають акустичні ефекти, які проявляються у вигляді «білого» шуму або сталих гармонійних коливань тиску.

Акустичні коливання, або хвилі тиску, характеризуються високою частотою (10-100 кГц) і спостерігаються при кипінні недогрітої рідини, об'ємному і плівковому кипінні. Амплітуда коливань хвиль тиску може бути значно вищою за стаціонарний тиск у системі [7]. Результати [7] показують інтенсивну вібрацію, викликану переохолодженням при кипінні, яка сильно залежить від динамічної сили, що створюється швидким зростанням і колапсом бульбашок пари при високому навантаженні теплового потоку, в той час як буль-

башки все ще прикріплені до поверхні нагріву. Для аналізу термоакустичних явищ необхідні відомості про динаміку утворення бульбашок пари на поверхні. Процес генерації бульбашок переривчастий і він підрозділяється на три етапи – фаза очікування, фаза зростання і фаза колапсу [9]. Результати [10] показують, що навіть при недогріві абсолютна більшість бульбашок руйнується дуже близько до поверхні після відриву.

При великому недогріві парові бульбашки руйнуються ще до відриву від теплопередавальної поверхні. Це викликає утворення звукових хвиль. Передбачається, що утворення типової бульбашки при переохолодженні при кипінні викликає збудливу силу порядку  $10^{-4}$  Н [10]. Для розрахунку термоакустичних коливань необхідні дані по теплообміну. Встановлено, що існуючі кореляції і моделі описують процес недогрітого кипіння з недостатньою точністю. Отже, необхідно або уточнити існуючі кореляції і моделі, або розробити нові моделі для більш точного опису кипіння недогрітої рідини в трубах, які обігрівуються [3].

Експериментальне дослідження процесу теплопередавання при недогрітому кипінні дозволило обґрунтувати застосування кореляцій з урахуванням уточнюючих параметрів для розрахунку коефіцієнтів теплопередавання [11]. Подібні дослідження проведені авторами [6], діапазон досліджень коефіцієнтів тепловіддавання охоплював області від вимушеної конвекції і кипіння з недогрівом до розвиненого бульбашкового кипіння. Відзначається, що при великих масових витратах  $G$  і низьких теплових потоках  $q$  ефект недогріву очевидний, оскільки домінуючим механізмом тепловіддавання є вимушена конвекція. Для заданих  $G$  і  $q$  коефіцієнти теплопередавання поступово збільшуються зі зменшенням переохолодження. Наведені емпіричні залежності враховують вплив температури недогріву, теплового потоку, витрати рідини на коефіцієнт тепловіддавання.

При впливі сторонньої гармонійної сили у вигляді самоузгодженої динаміки бульбашок пари в трубі виникають гармонійні звукові хвилі. Умови виникнення і характер поширення звукових хвиль детально описується в [12, 13]. Теорія [13] для випадку вимушених коливань говорить, що для вузьких труб байдуже, розподілене чи джерело коливань по перетину труби або зосереджене в одній точці.

В [8] зазначається, що необхідно поліпшити науковий опис і розуміння вібраційного аспекту

кипіння недогрітого потоку для прогресу в майбутніх розробках компактних теплообмінників, які вимагають відповідного рівня безпеки при передачі високого теплового навантаження. Спектральний аналіз показав, що частота акустичних коливань змінювалася в діапазоні 0-1000 Гц, зафіксовані резонансні явища.

Аналіз літературних даних дозволяє зробити висновок, що наявні фізичні та створені на їх основі теоретичні моделі акустичної нестійкості вирішують окремі завдання і не дозволяють отримати амплітудно-частотні характеристики звукової хвилі на підставі вихідних даних по тепловому і гідравлічному режимам.

### 3. Моделювання термоакустичних явищ при кипінні недогрітої рідини в каналах охолодження

#### 3.1. Фізична модель розвитку термоакустичних коливань тиску при кипінні недогрітої рідини

В основу фізичної моделі прийнято таке положення. Умови генерації коливань великої амплітуди – резонансні явища, які спостерігаються при співпадінні частоти вимушених коливань з власною частотою коливань парорідинного стовпа або їх гармоніками:

$$mf_f = nf_0, \quad (1)$$

де  $f_0$  – власна частота коливань парорідинного стовпа в каналі,  $f_f$  – вимушена частота коливань,  $m$  – гармоніка вимушених коливань,  $n$  – частота власних коливань.

Бульбашки киплячої рідини, які розподілені по поверхні труби, можна розглядати в якості гармонійних осциляторів. При збільшенні теплового потоку спектр звукового сигналу змінюється від форми «білого» шуму до гармонійних коливань, які викликаються самоузгодженим зростанням і спаданням парових бульбашок. Для пояснення цього явища досліджуваний об'єкт розглядається як складна коливальна система, яка складається з частини  $A$  – сукупність випромінювачів звуку, яка визначається числом центрів пароутворення, і частини  $B$  – пружний стовп рідини, в якому поширюються акустичні коливання. Амплітуда звукових рідин, випромінюваних бульбашкою пропорційна  $R_m^3/\tau$ , де  $R_m$  – максимальний радіус буль-

башки,  $\tau$  – час його життя. Термоакустичні коливання в підсистемі  $B$  розвиваються у вигляді системи стоячих хвиль, амплітуда яких визначається коливальною енергією всієї сукупності осциляторів – парових бульбашок. В області «білого» шуму підсистеми  $A$  і  $B$  не пов'язані. При зростанні теплового потоку  $q$  частота дій центрів пароутворення в підсистемі  $A$  збільшується, і при деякому значенні  $q$  власна частота коливань підсистеми  $B$  зближується з частотою вимушених коливань підсистеми  $A$ . У цій області відбувається синхронізація дій центрів пароутворення завдяки впливу коливань підсистеми  $B$ . Бульбашки ж випромінюють позитивний імпульс тиску в середовищі  $B$  період стиснення стоячих хвиль, розгойдуючи її. При подальшому збільшенні  $q$  частоти починають розходитися, зв'язаність системи падає. Роль бульбашок в системі  $A$  зводиться до підтримки енергії стоячої хвилі.

Реальні режими охолодження радіоелектронної апаратури розглянутого класу характеризуються такими параметрами, при яких паровміст в каналах охолодження малий і парові бульбашки в потоці практично відсутні. Навіть при високих теплових навантаженнях температура рідини в каналі залишається значно нижче температури насичення, і бульбашки пари, що утворюються на поверхні теплообміну при зіткненні з ядром потоку конденсуються. Також, беручи до уваги, що теплоносії дегазовані, можна прийняти, що звукова хвиля поширюється в каналі з чистою рідиною.

#### 3.2 Математичне моделювання явищ термоакустики з урахуванням втрат енергії

В основу моделі покладено припущення про резонансний характер термоакустичних коливань в системі з розподіленими параметрами (парогенеруючих канал) під дією джерел вимушених коливань (діючі центри пароутворення). Основні допущення прийнятої моделі наступні:

- рух теплоносія розглядається як одновимірний;
- перетікання тепла уздовж каналу, термічний опір стінки і її деформація не враховуються;
- об'єм парових бульбашок змінюється за синусоїдальним законом:  $V(t) = V_{\max} \exp(i\omega t)$ ;
- теплофізичні властивості постійні;

Поширення хвиль не залежить від орієнтації труби або ступеня її зігнутості.

Останнє припущення справедливо для «дуже вузьких» труб, для яких реальна умова: діаметр

труби  $d \ll \lambda/2$ .

Методика розрахунку амплітуди коливань наступна.

1. Розраховується число Рейнольдса  $i$ , в залежності від режиму течії, визначається коефіцієнт тепловіддавання відповідно до даних [6].

2. Значення теплового потоку, що відводиться в процесі природної конвекції:

$$q_k = \alpha(T_w - T_l). \quad (2)$$

3. Порівнюється значення теплового потоку  $q$  і  $q_k$ , що підводиться. Якщо  $q_k > q$ , кипіння не відбувається, теплота відводиться конвекцією. По довжині каналу температура рідини зростає, наближаючись до температури початку кипіння, яка визначається наступною залежністю:

$$T^{п.к} = T_w \cdot q / \bar{\alpha}. \quad (3)$$

В цьому випадку визначається координата початку кипіння:

$$x_e = \frac{(T_l^{п.к} - T_l^{вх})G \cdot c_p}{\pi \cdot d \cdot q}. \quad (4)$$

При  $q_k < q$  приймається, що кипіння проходить по всій довжині ділянки, що обігривається, і температура початку кипіння відповідає температурі рідини на вході:  $T_l^{п.к} = T_l^{вх}$ .

4. Частота утворення бульбашок:

$$f = \frac{68[1 - \exp(-0,027 \cdot \Delta t)] + 132}{\rho^{0,81} \cdot d_{\max}}, \quad (5)$$

де температурний напір  $\Delta t = t_w - t_l$ ,  $d_{\max}$  – відривний радіус бульбашки.

Кругова частота:

$$\omega = 2 \cdot \pi \cdot f \quad (6)$$

Число центрів пароутворення:

$$Z = 7,5 \cdot 10^{-8} \left[ r \cdot \rho_g \cdot \Delta t_w / (\sigma \cdot t_w)^2 \right], \quad (7)$$

де температурний напір  $\Delta t_w$  визначається залежністю:

$$\Delta t_w = q^{0,3} p^{-0,15} / 3 \quad (8)$$

5. Розрахунок акустичних характеристик.

5.1. Розрахунок середньої швидкості звуку:

$$\bar{C} = L / \left( \frac{x_e}{C_l} + \frac{L - x_e}{C_b} \right) \quad (9)$$

де  $C_l$  – швидкість звуку в чистій рідині,  $C_b$  – швидкість звуку в двофазній середовищі.

Значення швидкості звуку в двофазній середовищі залежить від області значень паровмісту  $\varphi$ .

При  $\varphi > 10^{-3}$ :

$$C_b = \sqrt{\frac{\gamma \cdot p}{\rho_l \cdot \varphi(1 - \varphi)}}, \quad (10)$$

де  $\gamma$  – адиабатичний коефіцієнт Пуассона,  $p$  – статичний тиск в каналі.

При  $\varphi < 10^{-3}$ , тобто в області малих значень паровміст:

$$C_b = \sqrt{\frac{1}{\beta_{ef} \cdot \rho}}, \quad (11)$$

де  $\beta_{ef}$  – ефективний коефіцієнт стисливості:

$$\beta_{ef} = \beta_l(1 - \varphi) + \beta_g \cdot \varphi, \quad (12)$$

де  $\beta_l, \beta_g$  – коефіцієнти стисливості рідкої і парової фаз, відповідно.

5.2. Хвильове число  $K$ :

$$K = \omega / \bar{C}. \quad (13)$$

5.3. Власна частота коливань парорідинного стовпа в каналі:

$$f_0 = \bar{C} / 2L. \quad (14)$$

6. Амплітуда коливань тиску:

$$p(x) = E \left\{ \begin{aligned} & \sin(K(L-x)) \cdot [\cos(Kx) - \cos(Kx_e)] - \\ & - \sin(Kx) \cdot [\cos(Kx(L-x_e)) - \cos(K(L-x))] \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

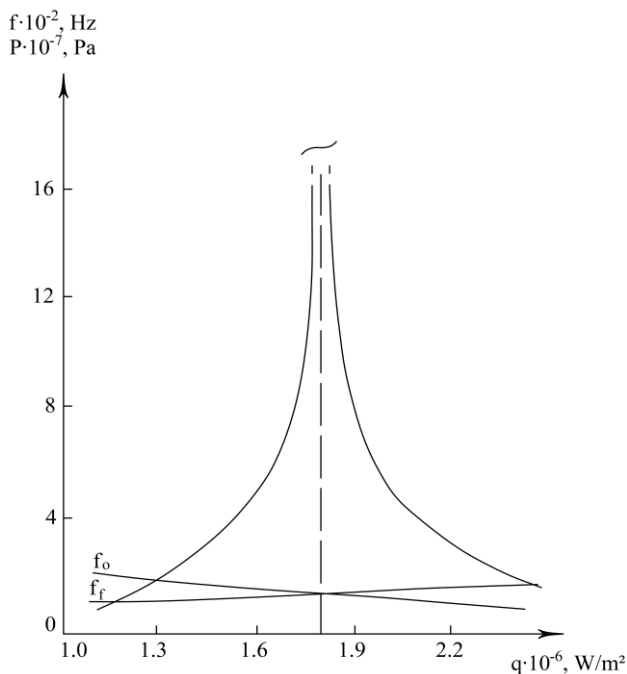
$$\text{де } E = \frac{\pi \cdot d \cdot \rho_l \cdot \bar{C} \cdot V_g Z}{K \cdot S \cdot \sin(KL)} \quad (16)$$

В ході обчислювального експерименту, проведеного за даною методикою, було виявлено умови підвищення амплітуди коливання. На рис. 1 наведено приклад розрахункової кривої в тій частині, де спостерігалось явище резонансу і амплітуда коливань різко зростала.

Як видно з рисунка, резонанс виникає при зближенні значень власної  $f_0$  і вимушеної  $f_f$  частот.

Без урахування дисипативних явищ в точці збігу частот амплітуда коливань прагнула до нескінченності. Це визначило необхідність врахування в математичній моделі основних механізмів втрати енергії. Основні механізми втрат енергії в звуковій хвилі пов'язані з в'яскісною дисипацією і теплопровідністю, втратами на вході і виході каналу і розсіюванням звуку на бульбашках пара.

Математичний опис процесу генерації термоакустичних коливань при кипінні недогрітої рідини дозволяє визначити появу резонансних областей і оцінити рівень акустичного тиску в каналі. Проведення обчислювального експерименту показало, що без урахування дисипативних явищ визначити значення амплітуди коливань в резонансній області неможливо.



**Рисунок 1** – Типова розрахункова крива залежності акустичного тиску від щільності теплового потоку в області резонансу

Представлена методика пропонується до використання при проектуванні систем рідинного охолодження теплонавантажених приладів, для яких режими охолодження припускають істотний недогрів теплоносія до температури насичення і поверхнєве кипіння, причому ділянка поверхні, зайнятої бульбашками пара, повина бути практично рівною довжині каналу.

#### 4. Висновки

Розроблено фізичну модель, що описує процес виникнення термоакустичних коливань тиску

в парогенеруючих каналах при кипінні недогрітої рідини. Враховується, що поява термоакустичних коливань тиску з високою амплітудою пов'язано з резонансними явищами. Резонанс виникає при збігу частоти вимушених коливань з власною частотою коливань парорідинного стовпа або їх гармоніками. Бульбашки киплячої рідини розглядаються як гармонійні осцилятори, які взаємодіють з недогрітим ядром потоку.

Складена математична модель розрахунку термоакустичних коливань тиску, припущеннями якої є одновірний рух теплоносія і синусоїдальний закон зміни об'єму парових бульбашок. Обчислювальний експеримент показав, що без урахування дисипативних явищ в точці збігу вимушеної і власної частот амплітуда коливань прагне до нескінченності.

#### Література

1. **Lie Y. M., Lin T. F.** Subcooled flow boiling heat transfer and associated bubble characteristics of R-134a in a narrow annular duct // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2006. – Vol. 49, Issue 13-14. – P. 2077-2089.
2. **Толубинский В. И.** Теплообмен при кипении. – К: Наукова думка, 1980. – 316 с.
3. **Pavlo G. Gakal, Gennadiy A. Gorbenko, Rustem Yu. Turna, Edem R. Reshitov.** Heat transfer during subcooled boiling in tubes (A Review) // *Journal of Mechanical Engineering*. – 2019. – Vol. 22, Issue 1. – P. 9-16.
4. **Wang G., Cheng P.** Subcooled flow boiling and microbubble emission boiling phenomena in a partially heated microchannel // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2009. – Vol. 52. – P. 79-91.
5. **Lee J., Mudawar I.** Critical heat flux for subcooled flow boiling in micro-channel heat sinks // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2009. Vol. 52. – P. 3341-3352.
6. **Jianguo Yana, Qincheng Bia, Zhaohui Liua, Ge Zhua, Laizhong Cai.** Subcooled flow boiling heat transfer of water in a circular tube under high heat fluxes and high mass fluxes // *Fusion Engineering and Design*. – 2015. – Vol. 100. – P. 406-418.
7. **Tong L. S., Tang Y. C.** Boiling Heat Transfer And Two-Phase Flow. – Routledge, 2018. – 572 p.
8. **Nematollahi M. R., Todat S., Hashizume H., Yuki K.** Vibration Characteristic of Heated Rod Induced by Subcooled Flow Boiling // *Journal of Nuclear science and technology*. – 1999. – Vol. 36, Is-

sue 7. – P. 575-583.

9. **Sathyabhama A., Prashanth S. P.** Bubble dynamics and boiling heat transfer from a vibrating heated surface // Journal of Applied thermal engineering – ELK ASIA Pacific, 2017. – Vol. 3, Issue 1. – P. 1-26.

10. **Nematollahi M. R.** Evaluation of Exerting Force on the Heating Surface Due to Bubble Ebullition in Subcooled Flow Boiling // International Journal of Mechanical and Mechatronics Engineering. – 2008. – Vol 2, Issue 5. – P. 676-683.

11. **Chena P., Newell T. A., Jones B. G.** Heat transfer characteristics in subcooled flow boiling with hypervapotron // Annals of Nuclear Energy. – 2008. – Vol. 35, Issue 6. – P. 1159-1166.

12. **Yazaki T., Tominaga A.** Measurement of Sound Generation in Thermoacoustic Oscillations // Mathematical, Physical and Engineering Sciences. – 1998. – Vol. 454, Issue 1976. – P. 2113-2122.

13. **Исакович М. А.** Общая акустика. – М: Наука, 1973. – 495 с.

14. **Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.** Гидродинамика. – М.: Наука, 1986. – 746 с.

15. **Roushan Kumar, Santwana Mukhopadhyay.** Effects of thermal relaxation time on plane wave propagation under two-temperature thermoelasticity // International Journal of Engineering Science. – 2010. – Vol. 48(2). – P. 128-139.

Отримана в редакції 22.01.2020, прийнята до друку 03.03.2020

## Analysis of thermo-acoustical pressure oscillations in the channels at boiling of subcooled liquid

**I. Boshkova<sup>1</sup>✉, N. Volgusheva<sup>2</sup>✉, O. Titlov<sup>3</sup>✉, K. Heorhiiesh<sup>4</sup>✉, L. Ivanova<sup>5</sup>✉**

<sup>1,2,3,4</sup>Odessa National Academy of Food Technologies, 112 Kanatnaya Str., Odessa, 65039, Ukraine;

<sup>5</sup>Odessa National Polytechnic University, 1 Shevchenko av., Odessa, 65044, Ukraine

✉ e-mail: <sup>1</sup>boshkova.irina@gmail.com; <sup>2</sup>natvolgusheva@gmail.com; <sup>3</sup>titlov1959@gmail.com;

<sup>4</sup>georgiiesh.kat@gmail.com; <sup>5</sup>ivivanova@opu.ua

ORCID: <sup>1</sup><https://orcid.org/0000-0001-5989-9223>; <sup>2</sup><https://orcid.org/0000-0002-9984-6502>;

<sup>3</sup><http://orcid.org/0000-0003-1908-5713>; <sup>4</sup><http://orcid.org/0000-0002-7045-8039>; <sup>5</sup><http://orcid.org/0000-0002-0752-6983>

*An important feature of the work of heat exchangers with boiling fluid is the possibility of high-frequency pressure ripples (thermoacoustic phenomena) occurring in the cooling channels. The conditions of occurrence of thermoacoustic phenomena in channels of cooling system of heat-loaded devices are analyzed. Compared to boiling with saturated flow, boiling with supercooling has a higher heat transfer efficiency and better heat transfer characteristics. Due to the high heat fluxes, the surface of the fluid cools up on the cooling surface and at large undercurrents of the liquid flow core to the saturation temperature. It is determined that under such conditions high frequency pulsations of acoustic pressure may occur. It is established that the occurrence of thermoacoustic oscillations can lead to the formation of a standing wave in the channel. Fluid bubbles, which are distributed over the surface of the tube, can be considered as harmonic oscillators. A mathematical model describing the generation of thermoacoustic oscillations in a cooling channel is presented. The assumptions of the mathematical model are the one-dimensional motion of the coolant and the sinusoidal law of change of the volume of steam bubbles. It is believed that high-amplitude oscillations result from the resonance observed when the frequency of the forced oscillations of the vapor bubbles with the natural oscillation frequency of the vapor column or their harmonics coincides. A method for calculating the amplitude of thermoacoustic pressure fluctuations depending on the heat flux density is developed. Conducting a computational experiment showed that it is impossible to determine the value of the amplitude of oscillations in the resonant region without taking into account dissipative phenomena. The presented method is proposed for use in the design of liquid cooling systems of heat-loaded devices, for which cooling modes assume significant undercooling of the coolant to the saturation temperature and in the event of surface boiling.*

**Keywords:** Cooling Channel; Subcooling liquid; Surface boiling; Thermoacoustic pressure oscillations; Resonance

## References

1. **Lie, Y. M., Lin, T. F.** (2006) Subcooled flow boiling heat transfer and associated bubble characteristics of R-134a in a narrow annular duct. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 49 (13-14), 2077-2089.
2. **Tolubinskiy, V. I.** (1980) Heat transfer during boiling. *Kyiv: Naukova dumka*, 316.
3. **Gakal, P. G., Gorbenko, G. A., Turna, R. Yu., Reshitov, E.R.** (2019) Heat transfer during subcooled boiling in tubes (A Review). *Journal of Mechanical Engineering*, 22 (1), 9-16.
4. **Wang, G., Cheng, P.** (2009) Subcooled flow boiling and microbubble emission boiling phenomena in a partially heated microchannel. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 52, 79-91.
5. **Lee, J., Mudawar, I.** (2009) Critical heat flux for subcooled flow boiling in micro-channel heat sinks. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 52, 3341-3352.
6. **Jianguo, Y., Qincheng, B., Zhaohui, L., Ge, Z., Laizhong, C.** (2015) Subcooled flow boiling heat transfer of water in a circular tube under high heat fluxes and high mass fluxes. *Fusion Engineering and Design*, 100, 406-418.
7. **Tong, L. S., Tang, Y. C.** (2018) Boiling Heat Transfer And Two-Phase Flow. *Routledge*, 572.
8. **Nematollahi, M. R., Todat, S., Hashizume, H., Yuki, K.** (1999) Vibration Characteristic of Heated Rod Induced by Subcooled Flow Boiling. *Journal of Nuclear science and technology*, 36 (7), 575-583.
9. **Sathyabhama, A., Prashanth, S. P.** (2017) Bubble dynamics and boiling heat transfer from a vibrating heated surface. *Journal of Applied thermal engineering, ELK ASIA Pacific*, 3 (1), 1-26.
10. **Nematollahi, M. R.** (2008) Evaluation of Exerting Force on the Heating Surface Due to Bubble Ebullition in Subcooled Flow Boiling. *International Journal of Mechanical and Mechatronics Engineering*, 2(5), 676-683.
11. **Chena, P., Newell, T. A., Jones, B. G.** (2008) Heat transfer characteristics in subcooled flow boiling with hypervapotron. *Annals of Nuclear Energy*, 35 (6), 1159-1166.
12. **Yazaki, T., Tominaga, A.** (1998) Measurement of Sound Generation in Thermoacoustic Oscillations. *Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 454 (1976), 2113-2122.
13. **Isakovich, M. A.** (1973) General acoustics. *Moscow: Nauka*, 495.
14. **Landau, L. D., Lifshits, Ye. M.** (1986) Hydrodynamics. *Moscow: Nauka*, 746.
15. **Roushan, K., Santwana, M.** (2010) Effects of thermal relaxation time on plane wave propagation under two-temperature thermoelasticity. *International Journal of Engineering Science*, 48(2), 128-139.

---

Received 22 January 2020  
Approved 03 March 2020  
Available in Internet 04 July 2020